

Université de Liège  
Faculté des Sciences  
Institut d'Astrophysique et de Géophysique

# **Paires de quasars et mirages gravitationnels : Etudes observationnelles et implications astrophysiques**

Dissertation présentée par  
**Dominique Sluse**  
pour l'obtention du grade de  
Docteur en sciences



*J'ai des questions à toutes vos réponses*  
W. Allen



# Remerciements:

*En filigrane de ce travail, il y a bien entendu de nombreuses personnes qui ont contribué directement ou indirectement à faire de cette thèse des années de vie inoubliables.*

*Je remercie très chaleureusement mon directeur de thèse, Jean Surdej, qui m'a fait confiance aux premières heures et m'a permis d'intégrer son enthousiasmant groupe de travail. Ses conseils, suggestions, discussions, idées souvent inattendues, énergie communicative, ont constitués les ingrédients nécessaires à ma progression dans le monde de la recherche.*

*Cette expérience de thèse n'aurait pas eu la même saveur sans mon séjour de deux ans à l'ESO (Chili). Je remercie vivement l'ESO, et en particulier Danielle Alloin, qui m'a permis de vivre cette aventure chilienne et qui a toujours tout mis en place pour que la vie étudiante dans les locaux de l'ESO Santiago soit scientifiquement stimulante et agréable.*

*Mes plus vifs remerciements vont à Damien Hutsemékers qui m'a ouvert sa porte durant mon expérience chilienne et qui m'a conduit vers de nouveaux horizons scientifiques. Ses remarques, conseils, discussions; sa capacité à toujours remettre le travail en perspective, son esprit critique, m'ont aidé et m'aideront encore, à trouver mes repères dans le tortueux domaine de la recherche.*

*Mon apprentissage observationnel à la Silla au sein de l'équipe du NTT, m'a révélé le goût de la vie et du travail d'observatoire. Je remercie Olivier Hainaut de m'avoir permis d'intégrer son équipe, de m'avoir offert de toujours fructueuses discussions sur les techniques observationnelles, mais aussi des réponses aux questions les plus saugrenues que j'ai pu lui poser. Je remercie également tous les membres de l'équipe du NTT et en particulier Léo Vanzi, Pierre Lévy, et Cédric Fællmi qui m'ont initié à la pratique observationnelle. Un remerciement particulier à Noni, le plus formidable "conducteur" de télescope que j'aie rencontré.*

*Ce travail n'aurait pas été scientifiquement aussi riche sans toutes les interactions et discussions (souvent à l'improviste) que j'ai pu avoir avec Jean-François Claeskens, Marc Remy (témoin de mes tous premiers pas), Alain Smette, Christophe Jean (l'expert de mes déboires informatiques), Joël Poels, Hugues Sana, Yaël Nazé, Frédéric Courbin, Poulpe, John Willis, Rémi Cabanac, Cédric Ledoux, Chris Lidman, Andreas Jaunsen, Emmanuel Galliano, Audrey Delsanti, Isabelle Gavignaud, Manu Jehin, Emmanuela Pompei, Thodori Nakos, Paul Woods, etc ...*

*Un remerciement aux hommes et femmes de l'ombre qui permettent que tout se déroule pour le mieux : Denise Caro, Alain Detal, Christian Saldias et son équipe, Andréa Lagarini, Ana Marya Paya.*

*Un merci particulier à mes colocataires (successifs) de bureau : Marc-Antoine Dupret, Paul Woods, Cécile Faure, Olivier Absil, Dimitri Mawet et Olivier Garcet.*

*Je n'aurais pas eu tout le plaisir à vivre cette aventure de thèse sans les qualités humaines de toutes ces personnes mais aussi de beaucoup d'autres qui ont fait de ces années (et qui feront encore des années futures -je l'espère-) des années de vie. Muchas gracias à Mimi, Audrey, Fred (chling ... chling), Jonathan, Mmanu, Delphine, Xav., Paul, Céline, Oliver, Lorenzo, Cécile, Manu, Tomohico, Cédric et Véronica et leurs petits bouts de choux, Remi et sa famille, la famille Jehin, Stéphane et sa famille, Cédric et Malvina, Linda, Jonhatan, Thomas, Dieter, Isa et Tilda, Olivier, Pascal, Christian, Nancy, Pochak, Charlotte, Andrea, Nuria, Thodori, Sandro, Eduardo, George, Heath, Christian, Claudio et Lucia, Valentin, Gaspard, Becky, ... et tous les extérieurs à l'ESO (Claudia, Lorena, Claudio, Pedro, Rudy, Carmen, Michelle, etc ...). Merci beaucoup à Hugues, Christophe, Elisa, Eric, Damien, Jean, Anna, Yves, Michaël, Pierre, Hervé, Emmanuelle, Yaël, Bernard, Hélène et Hervé, Joël, Jean-Pierre, Pierre, Gaetane, Andrea, Pierre-Olivier, Marc-Antoine, Fred., Pierre, Olivier, Dimitri, Alain, etc ... pour tous ces moments passés ensemble. Un merci particuliers aux organisateurs des "Saint Sluse" qui furent également de mémorables moments de fête !*

*Finalement, je voudrais remercier vivement mes parents, mon épouse, Lucie et "ma" petite étoile riieuse, Estelle. Leur patience, et toujours leur amour, furent l'indispensable moteur de mes journées.*

# Table des matières

0.1	Introduction . . . . .	1
0.2	Organisation de la thèse . . . . .	6
<b>1</b>	<b>Contexte astrophysique et cosmologique</b>	<b>9</b>
1.1	Eléments de base de la théorie des lentilles gravitationnelles . . . . .	10
1.1.1	Historique . . . . .	10
1.1.2	Hypothèses de travail . . . . .	10
1.1.3	Formation d’images multiples et principe de Fermat . . . . .	12
1.1.4	Quelques grandeurs . . . . .	16
1.1.5	Propriétés des images . . . . .	16
1.1.6	La règle des 3Ds . . . . .	17
1.1.7	Courbes invisibles . . . . .	18
1.1.8	Modèles simples à symétrie circulaire . . . . .	20
1.1.9	Modèle à symétrie non circulaire : le cas SIS+ $\gamma$ . . . . .	21
1.1.10	Autres modèles de distribution de la masse dans la lentille . . . . .	28
1.1.11	Résumé des propriétés génériques . . . . .	30
1.2	Applications . . . . .	31
1.2.1	Délai temporel et mesure de $H_0$ . . . . .	31
1.2.2	Extinction dans la galaxie lentille . . . . .	32
1.2.3	Effet de microlentille gravitationnelle . . . . .	33
1.3	Contexte cosmologique . . . . .	34
1.3.1	Les paramètres cosmologiques . . . . .	34
1.3.2	Le paradigme CDM . . . . .	36
1.3.3	Le CDM et les lentilles gravitationnelles . . . . .	37
<b>2</b>	<b>Techniques de base sous-jacentes à notre étude observationnelle</b>	<b>41</b>
2.1	Techniques standard de réduction . . . . .	41
2.1.1	Pré-traitement . . . . .	42
2.1.2	Imagerie . . . . .	42
2.1.3	Spectroscopie dans le domaine visible . . . . .	44
2.2	L’ajustement de PSFs . . . . .	45
2.3	La déconvolution . . . . .	47
2.3.1	Introduction . . . . .	47
2.3.2	La méthode MCS . . . . .	48
2.3.3	Utilisation de la méthode MCS . . . . .	50
2.4	La modélisation de la distribution de masse dans la galaxie lentille . . . . .	52
2.4.1	Le programme <code>lensmodel</code> . . . . .	53
2.4.2	Le programme <code>Pixelens</code> . . . . .	54

<b>3</b>	<b>Etude des paires de quasars avec différents décalages vers le rouge</b>	<b>59</b>
3.1	Détermination de la masse des quasars Q1548+114 A et Q1148+0055 B . .	59
3.1.1	Introduction . . . . .	59
3.1.2	Résumé de l'article . . . . .	62
3.1.3	Discussion . . . . .	73
3.2	Etude observationnelle de la lentille gravitationnelle Q1009-0252 A & B .	74
3.2.1	Introduction . . . . .	74
3.2.2	Résumé de l'article . . . . .	74
3.2.3	Discussion . . . . .	87
3.3	Sur la probabilité de détection des 3 paires de quasars étudiées . . . . .	88
3.3.1	Introduction . . . . .	88
3.3.2	Résumé de l'article . . . . .	88
3.3.3	Discussion . . . . .	94
<b>4</b>	<b>Découverte et étude du système RXS J113155-123155</b>	<b>97</b>
4.1	Découverte de J1131-1231 . . . . .	98
4.1.1	Résumé de l'article . . . . .	98
4.1.2	Note complémentaire . . . . .	103
4.2	Etude multi-couleurs et multi-époques . . . . .	104
4.2.1	Résumé de l'article . . . . .	104
4.2.2	Discussion . . . . .	121
<b>5</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>123</b>
<b>6</b>	<b>Bibliographie</b>	<b>127</b>



# Liste des Figures

Figure 1	Différents régimes associés au phénomène de mirage gravitationnel	2
Figure 2	Différentes échelles associées au phénomène de mirage gravitationnel	3
Figure 3	Image multi-couleurs du système J1131-1231 . . . . .	5
Figure 1.1	Déformation d'un front d'onde lors de son passage au travers d'un déflecteur . . . . .	13
Figure 1.2	Schéma fondamental des lentilles gravitationnelles . . . . .	14
Figure 1.3	Effet du cisaillement et de la convergence. . . . .	17
Figure 1.4	Surface d'arrivée temporelle : représentation. . . . .	19
Figure 1.5	Structures possibles de l'isochrone critique. . . . .	20
Figure 1.6	Configuration des images obtenues pour un modèle SINS+ $\gamma$ : déplacement de la source suivant le petit axe de la caustique. . .	26
Figure 1.7	Configuration des images obtenues pour un modèle SINS+ $\gamma$ : déplacement de la source suivant le grand axe de la caustique. . .	27
Figure 1.8	Configuration des images obtenues pour un modèle SINS+ $\gamma$ : tra- versée d'un <i>fold</i> . . . . .	28
Figure 1.9	Spectre de puissance déduit de l'observation des grandes structures	37
Figure 1.10	Illustration de l'effet des sous-structures les rapports de flux . . .	38
Figure 2.1	Résultat de la déconvolution de J1131-1231 avec la méthode MCS.	52
Figure 2.2	Représentation schématique de la technique du maillage. . . . .	55
Figure 2.3	Illustration des résultats fournis par PixeLens. . . . .	57



# Liste des Tables

Table 1.1	Caractéristiques principales du Déflecteur Ponctuel ( <b>DP</b> ), du Plan de Matière uniforme ( <b>PM</b> ) et de la Sphère Isotherme Singulière ( <b>SIS</b> ). . . . .	21
Table 1.2	Liste des observables dans un mirage gravitationnel. . . . .	22
Table 1.3	Solutions d'un modèle SIS+ $\gamma$ pour une source située le long du petit axe de la caustique. . . . .	24
Table 1.4	Liste des principaux modèles génériques de la masse du déflecteur. . . . .	30
Table 1.5	Valeur communément adoptée des paramètres cosmologiques en 2005. . . . .	34
Table 2.1	Synthèse des observations . . . . .	42
Table 2.2	Résumé des différentes étapes de la réduction photométrique. . . . .	43



**Abstract:** The present work deals with the gravitational lensing phenomenon through the study of three pairs of quasars with different redshifts separated by a few arcseconds on the sky as well as through the study of a new gravitationally lensed system that we had the chance to serendipitously discover during our thesis.

In the first part, we investigate the possibility of measuring the mass of the foreground quasar using the latter as a potential cosmic lens that deviates the light from the background quasar. For this purpose, we have observed with the Hubble Space Telescope (HST) the known close quasar pairs with discrepant redshifts in order to unveil secondary images of the background quasar in the vicinity of the foreground one. Among the three known quasar pairs, Q1009-0252 possesses one of its two components lensed by a foreground galaxy. Because of the lack of a spectrum of the lensing galaxy, we have combined various data sets obtained for this system in order to determine its type and its redshift as well as the causes of the observed chromatic differences in the flux ratios between the two lensed images. Finally, motivated by the results of Burbidge *et al.* (1997), we have re-examined the expected number of quasar pairs (with different redshifts) that should have been discovered.

The second part is dedicated to the study of the complex gravitationally lensed system RXS J113155.4-123155. First, we expose the results related to the discovery of this system and discuss its properties (i.e. number of images, their relative positions, their brightnesses, redshifts of the source and of the lensing galaxy). Next, we present the results obtained from the multi-colour and multi-epoch follow-up imaging of this system. These results include the level of differential extinction affecting the lensed images, the confirmation of an important level of intrinsic variability of the source, the evidence of a microlensing event affecting one of the lensed image as well as a modeling of the lensing galaxy. This analysis enabled us to understand the possible phenomena responsible for the observed flux ratios.

**Résumé:** Notre travail aborde l'étude du phénomène de mirage gravitationnel *via* l'observation de trois paires de quasars angulairement rapprochés sur le ciel ainsi qu'au travers de l'examen d'un nouveau mirage gravitationnel que nous avons eu la chance de découvrir par hasard au cours de l'élaboration de cette thèse.

Dans le premier volet, nous nous intéressons à la possibilité de déterminer la masse de quasars d'avant-plan en utilisant ces derniers comme défecteurs potentiels de la lumière émise par un quasar d'arrière-plan. Dans ce but, nous avons utilisé le télescope spatial Hubble (HST) pour rechercher parmi les paires de quasars possédant des décalages vers le rouge différents, une image secondaire du quasar d'arrière-plan à proximité du quasar d'avant-plan. Parmi les trois paires investiguées, Q1009-0252 possède l'une de ses composantes multiples imagée par une galaxie d'avant-plan. En l'absence de spectre de cette dernière, nous avons combiné un ensemble varié de données obtenues pour ce système afin de déterminer son type et son décalage vers le rouge, ainsi que les causes de la variation chromatique des rapports de flux entre les deux images de la source. Enfin, motivés par les résultats polémiques de Burbidge *et al.* (1997), nous avons ré-examiné le nombre attendu de paires de quasars (possédant des décalages vers le rouge différents) qui auraient dû être découvertes.

Le deuxième volet est consacré à l'étude du système de lentille gravitationnelle complexe RXS J113155.4-123155. Nous y exposons tout d'abord les résultats associés à la découverte de ce système et détaillons ses propriétés (i.e. nombre d'images multiples, leurs positions relatives, leur flux, le décalage vers le rouge de la source et de la galaxie lentille). Ensuite, nous présentons les résultats de son suivi en imagerie sur base de données obtenues dans différents filtres à diverses époques. Ces résultats comprennent l'évaluation du niveau d'extinction différentielle affectant les images multiples, la confirmation de la variabilité intrinsèque de la source, la mise en évidence de l'existence d'un effet de microlentille gravitationnelle affectant l'une de ses images ainsi qu'une modélisation de la distribution de masse dans la galaxie lentille. Cette investigation soigneuse des phénomènes modifiant le flux des images de ce système nous a ainsi permis d'expliquer les rapports de flux observés.

# Principaux acronymes utilisés :

2dF	Two Degree Field
2dFGRS	Two Degree Field Galaxy Redshift Survey
ACBAR	Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver
ACS	Advanced Camera for Surveys
ADS	Astrophysics Data System
AGN	Active Galactic Nuclei
BEL	Broad Emission Line
BLR	Broad Line Region
BH	Black Hole
CBI	Cosmic Background Imager
CDM	Cold Dark Matter Model
CFH(T)	Canada-France-Hawaï (Telescope)
DDT	Director's Discretionary Time
EFOSC	ESO Faint Object Spectrograph and Camera
EIS	Ellipsoïde Isotherme Singulier
EMMI	ESO Multi Mode Instrument
ESO	European Southern Observatory
FWHM	Full Width at Half Maximum
FLRW	Friedman-Lemaître-Robertson-Walker ( <i>Modèle cosmologique de</i> )
HDM	Hot Dark Matter
HST	Hubble Space Telescope
IR	Infra-Rouge
IRAF	Image Reduction and Analysis Facility
LBQS	Large Bright Quasar Survey
LINERs	Low Ionization Nuclear Emission Line Region galaxies
MASER	Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation
MCS	Magain, Courbin, Shy ( <i>Méthode de déconvolution de</i> )
NGC	New General Catalogue
NICMOS	Near Infrared Camera and Multi-Object Spectrometer
NTT	New Technology Telescope
PSF	Point Spread Function
QSO	Quasi Stellar Object
SIS	Sphère Isotherme Singulière
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SPLS	Softened Power Law Sphere
VLBI	Very Long Baseline Interferometer
VLT	Very Large Telescope
WFPC2	Wide Field Planetary Camera II
WMAP	Wilkinson Microwave Anisotropy Probe





# Présentation générale

## 0.1 Introduction

Depuis la découverte du premier quasar<sup>1</sup> double formé par effet de lentille gravitationnelle (Q0957+561) il y a un peu plus de 25 ans par Walsh *et al.* (1979), le phénomène de mirage gravitationnel a quitté son statut de curiosité scientifique pour donner naissance à une discipline à part entière de l’astrophysique observationnelle moderne.

Après l’enthousiasme de la découverte de Q0957+561 et la rapide identification d’un second cas (Weymann *et al.*, 1980), l’intérêt potentiel des lentilles gravitationnelles restait controversé. Les systèmes observés posaient des problèmes de compréhension et se révélaient généralement difficiles à modéliser. Aussi certains étaient encore pessimistes sur l’avenir de l’effet de lentille gravitationnelle. Ainsi Blandford & Narayan (1986)<sup>2</sup> écrivaient “(qu’)il fallait sans doute renoncer à l’espoir d’utiliser les observations (de lentilles gravitationnelles) pour réaliser une estimation quantitative de la masse des galaxies ou de la constante de Hubble” et que “néanmoins, on pouvait être capable de comprendre la géométrie des images de façon qualitative”. Malgré cela, l’étude du phénomène de mirage gravitationnel n’a cessé de progresser au cours des années. Grâce à l’amélioration de la résolution angulaire des observations optiques et à des programmes de recherches de nouveaux systèmes, le nombre de systèmes découverts a augmenté progressivement pour dépasser aujourd’hui la barre des 80 cas de quasars multi-imaginés par effet de lentille gravitationnelle et confirmés observationnellement<sup>3</sup>.

La Figure 1 présente une vision schématique du phénomène de mirage gravitationnel, illustrant comment un front d’onde issu d’une source peut être déformé après son passage au voisinage d’un objet massif; le défecteur. On peut caractériser ce phénomène à l’aide de deux paramètres :

- la position relative de l’observateur, du défecteur (ou lentille) et de la source.
- la masse du défecteur.

Le poids relatif de ces deux variables sépare les différents régimes d’occurrence de cet effet. La **position** de l’observateur (qui n’est modifiée sur le schéma que suivant la direction verticale mais qu’on peut aussi rapprocher de la lentille) va conduire celui-ci à voir plusieurs images de la même source (on parle alors d’effet lentille fort ou *strong lensing*) ou

---

<sup>1</sup>Nous utilisons dans ce travail indifféremment les termes de quasars et de QSO, ne suivant pas en ce sens la terminologie historique qui sépare ces deux types d’objets en fonction de leurs propriétés dans le domaine des longueurs d’onde radio.

<sup>2</sup>En anglais dans le texte : (...) *we must probably renounce hope of using the observations to make quantitative estimate of the masses of galaxies or the value of the Hubble constant (...) Nevertheless, we may be able to understand the imaging geometry in qualitative, topological terms.*

<sup>3</sup>Deux bases de données sont périodiquement tenues à jour aux adresses internet : <http://cfa-www.harvard.edu/castles/> et <http://vela.astro.ulg.ac.be/themes/extragal/gravlens/bibdat/engl/dat-ref2.html>

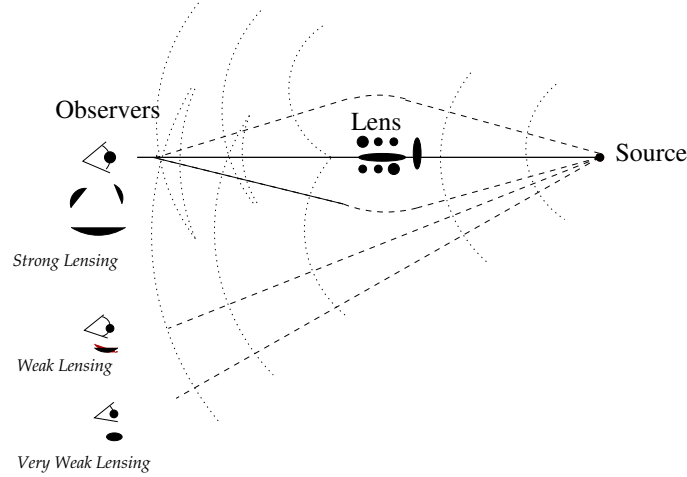


Figure 1: Différents régimes associés au phénomène de mirage gravitationnel.[Crédit AbdelSalam (1998)]

à ne voir qu'une seule image de celle-ci, mais déformée (on parle d'effet lentille (très) faible ou (*very*) *weak lensing*). La **masse de la lentille** va gouverner l'importance de la déformation du front d'onde et son possible repliement sur lui-même. Lors de la formation d'images multiples, elle va ainsi déterminer la séparation angulaire entre les images. Pour un déflecteur et une source situés à des distances cosmologiques<sup>4</sup> (i.e.  $z_{\text{lentille}} = 0,5$  ;  $z_{\text{source}} = 2,0$ ), la séparation angulaire entre les images est de l'ordre de  $\Delta\theta = 10^{-6} \sqrt{M/M_{\odot}}$  secondes d'arc. La Figure 2 illustre la séparation typique entre les images d'un mirage gravitationnel, ainsi que la durée de vie du phénomène pour différents types de déflecteurs potentiels.

Les domaines de masse les plus étudiés sont ceux où :

- le déflecteur est de masse stellaire : on parle d'effet de microlentille ( $\Delta\theta \sim 10^{-6}''$ ).
- le déflecteur est de masse intermédiaire :  $M \sim 10^6 M_{\odot}$ , on parle d'effet de milli/meso lentille ( $\Delta\theta \sim 10^{-3}''$ ).
- le déflecteur est une galaxie :  $M \sim 10^{12} M_{\odot}$  ( $\Delta\theta \sim 1''$ ).
- le déflecteur est un amas de galaxie :  $M \sim 10^{15} M_{\odot}$  ( $\Delta\theta \sim 30''$ ).

Qu'il soit fort ou faible, qu'il se manifeste sur des échelles allant de la micro-arcseconde à la seconde d'arc, l'effet de lentille gravitationnelle peut être expliqué à l'aide de la même physique. Celle-ci est développée brièvement dans le Chapitre 1. Dans le présent travail, nous nous sommes intéressés à l'effet de lentille fort produit par des déflecteurs de masse galactique, c'est-à-dire à l'étude d'images multiples de quasars d'arrière-plan séparées l'une de l'autre par quelques secondes d'arc et donc accessibles à l'aide de la majorité des télescopes actuels.

<sup>4</sup>Tout au long de ce travail nous exprimons généralement la distance en termes du décalage vers le rouge  $z$  de l'objet étudié.

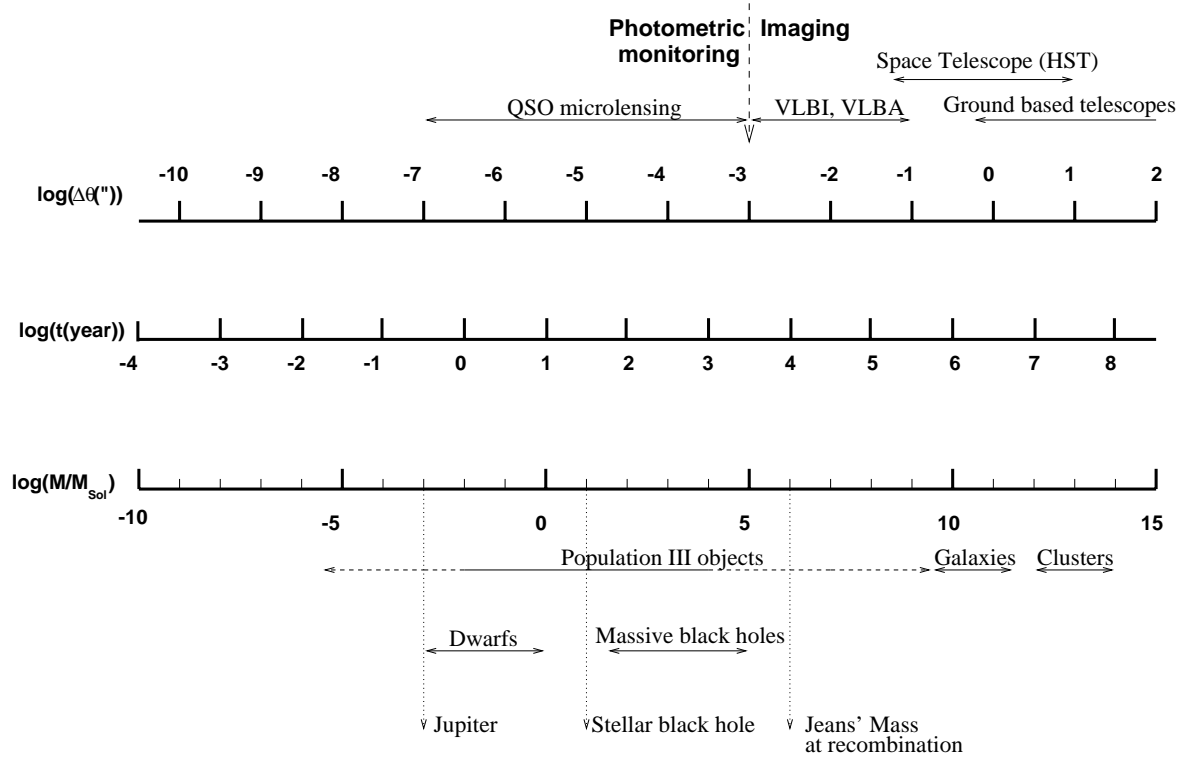


Figure 2: Correspondance entre la masse d’une lentille située à une distance cosmologique, la durée de la formation d’images multiples (pour une vitesse transverse de 1000 km/s), la séparation angulaire typique entre les images formées, le domaine d’observabilité de différents instruments existant et la possible nature des défecteurs.[Extrait de Claeskens & Surdej (2002)]

Bien qu’assez immédiate théoriquement, l’analyse des clichés de mirages gravitationnels obtenus dans le domaine visible est délicate. Le problème principal provient de la faible séparation angulaire entre les images multiples du quasar source qui rendent celles-ci généralement superposées l’une à l’autre. Il est donc nécessaire dans ce contexte d’utiliser des techniques observationnelles adaptées. Ainsi avons-nous utilisé les techniques d’ajustement de PSF développées par Remy (1996) et de déconvolution MCS par Magain, Courbin & Sohy (1998). Nous décrivons celles-ci dans le Chapitre 2.

La séparation entre les images d’un mirage gravitationnel étant fonction de la masse du défecteur (à l’intérieur du rayon d’Einstein), il est normal de tenter de “peser” celui-ci à partir de l’observation d’images multiples d’un quasar lointain. Même si la masse des galaxies est relativement bien connue, celle des quasars (et en particulier de leur trou noir central) l’était beaucoup moins il y a 5 ans. De la mise en commun de ces deux constats, l’idée d’utiliser l’effet de lentille gravitationnelle pour mesurer la masse des quasars (Gott & Gunn, 1974) a été remise au goût du jour.

Le phénomène de mirage gravitationnel nécessitant un alignement presque parfait entre le défecteur et la source, nous avons recherché un possible effet de lentille gravitationnelle

parmi les paires connues de quasars (possédant des décalages vers le rouge différents) angulairement proches sur le ciel. Seulement trois de ces paires ont été découvertes jusqu'à présent. La recherche d'une image secondaire du quasar d'arrière-plan à proximité de la source d'avant-plan a été réalisée à l'aide du télescope spatial Hubble. Les résultats de ce travail sont exposés dans le Chapitre 3 (Section 3.1). Nous discutons également dans ce chapitre l'utilisation potentielle du phénomène de mirage comme nouvelle méthode primaire de détermination de la masse des quasars à la lumière de la probabilité de découverte de paires de quasars angulairement très proches (Section 3.3).

Comme l'illustre la Figure 1, pour qu'un observateur voie des images multiples de la source, il est nécessaire d'une part que la lentille ait suffisamment déformé le front d'onde pour que celui-ci se recoupe sur lui-même, et d'autre part que l'observateur soit situé dans une zone où il est traversé par plusieurs sections différentes d'un même front d'onde. En effet, le rayon lumineux associé à un front d'onde étant orthogonal à ce dernier, il est clair que l'observateur ne distinguera des images multiples que dans ce cas. Par ailleurs, chaque élément du front d'onde ayant été émis au même instant, il est évident à partir de la figure que les fronts d'onde ne vont pas atteindre l'observateur au même moment. En d'autres termes, il existe un délai temporel entre les arrivées des différents fronts d'ondes qui est fonction de la différence de chemin optique entre ceux-ci. Il apparaît donc possible en examinant la variation de flux des images multiples de la source de mesurer ce délai temporel et donc, en multipliant la différence de temps de parcours par la vitesse de la lumière dans le vide  $c$ , de retrouver la différence de chemin optique entre les rayons. Pour un modèle de masse de la source reproduisant les positions des images multiples et connaissant le décalage vers le rouge de la source et de la lentille, il est alors possible d'obtenir une estimation du facteur d'échelle de l'Univers. Cette méthode conduit à une estimation originale et indépendante de la constante de Hubble  $H_0$  (Refsdal, 1964a).

L'intérêt d'une telle mesure peut paraître obsolète à l'heure où les résultats de l'expérience WMAP semblent avoir déterminé avec une précision jamais atteinte tous les paramètres cosmologiques. Néanmoins, comme le montre e.g. Schechter (2004), ces résultats sont fortement dépendant des hypothèses réalisées sur les autres paramètres cosmologiques et en particulier sur la valeur de  $\Omega_{\text{tot}}$ . Ainsi, imposer un Univers parfaitement plat ( $\Omega_{\text{tot}} = 1$ ) ou laisser ce dernier être presque plat ( $\Omega_{\text{tot}} = 1,058$ ) conduit à une valeur de  $H_0$  qui passe typiquement de  $70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$  à  $55 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Une détermination indépendante de  $H_0$  semble donc justifiée. Malheureusement, la valeur de la constante de Hubble qui peut être déduite à partir de la mesure du délai temporel n'est pas non plus indépendante du modèle (de distribution de masse dans la lentille) considéré. Cet aspect, déjà souligné de façon très pessimiste par Falco *et al.* (1985) et Blandford & Narayan (1986), indique l'importance d'augmenter au maximum les contraintes apportées sur les modèles de masse des lentilles.

En l'absence d'un système considéré comme "la lentille en or"<sup>5</sup> où toutes les erreurs

---

<sup>5</sup>Ce terme a eu beaucoup d'écho dans le monde des lentilles gravitationnelles depuis la conférence intitulée "Golden Lens" qui eu lieu au JBO en 1997. Les Proceedings de cette conférence sont accessibles à l'adresse : <http://www.jb.man.ac.uk/research/gravlens/workshop1/prcdngs.html>

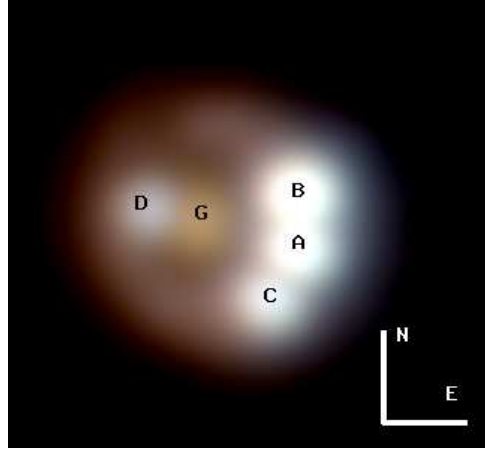


Figure 3: Image multicolore du mirage gravitationnel J1131-1231. La galaxie lentille est notée G et les images multiples A, B, C et D.

systématiques pourraient être quantifiées, il apparaît nécessaire de réduire les erreurs systématiques associées au modèle de masse, pour chacun des systèmes pour lequel une valeur du délai temporel est (pourra être) mesurée. Cet aspect constitue l'une des principales motivations de l'étude détaillée de systèmes individuels. Dans les Chapitres 3 et 4, nous présentons notre travail effectué sur les systèmes Q1009-0252 (Section 3.2) et J1131-1231<sup>6</sup> (Sections 4.1 et 4.2). Le premier système, Q1009-0252, n'avait pas encore été étudié en détails depuis sa découverte par Surdej *et al.* (1993) et par Hewett *et al.* (1994). Le second système, J1131-1231, ayant été découvert au cours de ce travail, nécessitait naturellement une étude plus poussée. Ces deux systèmes ont l'avantage d'être relativement brillants et de posséder une séparation angulaire entre leurs images supérieure à 1". Ces deux qualités, combinées à l'évidence de leur variabilité<sup>7</sup>, en font des cibles d'intérêt pour un suivi photométrique<sup>8</sup>. Notons également que l'observation d'images étendues de la galaxie hôte<sup>9</sup> du système J1131-1231 ajoute un intérêt supplémentaire. Celles-ci offrent potentiellement de nombreuses contraintes additionnelles, permettant en principe de briser la dégénérescence entre différents modèles de masse à l'origine des erreurs systématiques sur  $H_0$  (e.g. Keeton *et al.*, 2000; Kochanek *et al.*, 2001).

<sup>6</sup>La nomenclature officielle de cet objet à l'époque de sa découverte était RXS J113155.4-123155. On lui préférera la nomenclature IAU plus tardive 2MASX J11315154-1231587. Cependant, par souci de brièveté, nous utilisons dans cette thèse une nomenclature raccourcie J1131-1231. Nous nous référons également régulièrement à la nomenclature RXS J113155.4-123155, utilisée pour des raisons historiques.

<sup>7</sup>Tous les quasars sont en principe variables mais une faible amplitude de variation intrinsèque de leur flux rend plus délicates la mesure d'un délai temporel.

<sup>8</sup>Ces deux systèmes font partie de 16 cibles qui devraient être suivies photométriquement par le projet COSMOGRAIL (Eigenbrod *et al.*, 2005; Saha *et al.*, 2005)

<sup>9</sup>Au cours de ce travail nous utiliserons le terme d'anneau d'Einstein pour qualifier celles-ci. Il s'agit là d'un abus de langage communément rencontré. Le terme d'anneau d'Einstein se réfère en principe à l'image annulaire créée (pour un déflecteur compact à symétrie circulaire) lorsqu'il y a un alignement parfait entre l'observateur, le déflecteur et la source.

Le mirage gravitationnel J1131-1231 (Figure 3) est un système quadruple possédant trois images sur le point de fusionner (A-B-C). Pour de tels systèmes il existe une relation générique mais asymptotique qui relie le flux de ces trois images (Schneider & Weiss, 1992). Ainsi cette relation prédit-t-elle que la somme des amplifications des deux images extérieures du triplet (B et C) est égale à l’amplification de l’image centrale (A). Lors de sa découverte, nous avons pu remarquer que cette “règle” était fortement violée, l’image la plus brillante étant l’image B. Un tel écart pouvait avoir deux origines :

- une modification des rapports de flux entre les images causée par un effet de micro-lentille gravitationnelle ou par un phénomène d’extinction différentielle.
- l’existence de sous-structures massives dans la lentille qui auraient pour effet de modifier les rapports de flux entre les images.

La discrimination entre ces deux scénarii est une autre motivation du travail exposé dans le Chapitre 4 (Section 4.2).

## 0.2 Organisation de la thèse

Ce travail est essentiellement divisé en trois parties :

1. La première partie (Chapitre 1) reprend le cadre physique qui sous-tend notre travail. Cette partie ne se veut nullement exhaustive mais a pour but de rappeler les notions importantes nécessaires à la compréhension des Chapitres 3 et 4.
2. La seconde partie (Chapitre 2) décrit les techniques principales d’observation et d’analyse utilisées tout au long de ce travail.
3. La troisième partie (Chapitres 3 et 4) rassemble les résultats de nos travaux sous la forme des articles originaux publiés dans la revue *Astronomy & Astrophysics*<sup>10</sup>. Pour chacun des articles où nous ne figurons pas en premier auteur (Sections 3.1 et 3.2), nous insistons sur notre contribution personnelle. Dans les autres cas, nous avons contribué significativement à chaque partie du travail présenté.

Le Chapitre 1 introduit le phénomène de lentille gravitationnelle à partir du principe de Fermat (suivant en cela l’approche de Schneider, 1985 et de Blandford & Narayan, 1986) et décrit brièvement le cadre cosmologique dans lequel ont lieu les phénomènes observés.

Dans le Chapitre 2, nous donnons une brève description des méthodes standard de réduction que nous avons utilisées ainsi qu’une description plus détaillée des outils (de caractère moins standard) relatifs à l’analyse. Ces derniers incluent les techniques d’ajustement de PSF et de déconvolution d’image. Leur utilisation était impérative pour déterminer les caractéristiques morphologiques des mirages gravitationnels étudiés. Nous exposons également les spécificités de deux outils (i.e. `Pixelens` et `lensmodel`) que nous avons utilisés pour modéliser le déflecteur de J1131-1231.

---

<sup>10</sup>L’article de la Section 4.2 a été soumis à A&A à l’heure où nous terminons la rédaction de cette thèse.

Dans le Chapitre 3, nous avons rassemblé nos résultats relatifs à l'étude des trois paires de quasars Q1548+114, Q1148+0055 et Q1009-0252. La Section 3.1 présente tout d'abord l'étude des systèmes Q1548+114 et Q1148+0055. La Section 3.2 reprend l'analyse du phénomène de mirage gravitationnel dans le système 1009-0252. Nous terminons ce chapitre avec une étude statistique élémentaire visant à déterminer la probabilité de détection fortuite de ces trois systèmes.

Dans le Chapitre 4, nous exposons les premiers résultats de notre étude du système J1131-1231. Ceux-ci comprennent d'une part l'identification comme lentille gravitationnelle de ce système (Section 4.1) et d'autre part son étude détaillée dans les domaines visible et proche infra-rouge (Section 4.2).

Si les Chapitres 3 et 4 s'organisent en fonction des thèmes d'étude, ils suivent aussi l'ordre chronologique de ce travail. Ainsi, les résultats rassemblés dans le Chapitre 3, obtenus durant nos premières années de thèse, sont le fruit de notre implication dans un projet pré-existant (la demande de temps HST associée à celui-ci ayant été acceptée en 1997). Quant au Chapitre 4, il se réfère à un projet auquel nous avons participé de bout en bout, c'est-à-dire de la rédaction des demandes de temps (face cachée de l'iceberg), à l'obtention, la réduction et à l'analyse des données.





# Chapitre 1

## Contexte astrophysique et cosmologique

” Quelqu’un s’assoit à l’ombre  
aujourd’hui parce que quelqu’un  
d’autre a planté un arbre il y a  
longtemps.”

W. Buffett

Nous rappelons dans ce chapitre les éléments de base de la théorie des mirages gravitationnels ainsi que les quelques notions de cosmologie observationnelle nécessaires à la compréhension des Chapitres 3 et 4. Nous ne souhaitons aucunement présenter ici une approche exhaustive de ces deux domaines. Pour cela, nous renvoyons le lecteur par exemple à la monographie de Schneider, Ehlers & Falco (1992) pour les lentilles gravitationnelles et à Peacock (1999) pour les aspects cosmologiques. Il existe également de nombreuses excellentes introductions à ces deux domaines parmi lesquelles nous noterons Narayan & Bartelmann (1996) et Lesgourgues (2004).

Après avoir expliqué le phénomène de lentille gravitationnelle à l’aide du principe de Fermat, nous introduisons les grandeurs et notions fondamentales nécessaires à la compréhension de la suite de ce travail (i.e. notions de caustiques, de lignes critiques, de délai temporel, etc). Nous illustrons ensuite ces notions au travers de modèles de lentilles gravitationnelles qui seront utilisés par la suite. Nous exposons trois applications fondamentales du phénomène de lentille qui seront indirectement rencontrées dans les Chapitres 3 et 4. Enfin, après avoir rappelé la signification des différents paramètres cosmologiques, dont nous nous servons tout au long de cette thèse pour calculer les distances, nous introduisons brièvement le paradigme CDM. Nous expliquons au sein de cette section en quoi les lentilles gravitationnelles peuvent être utilisées pour confirmer/infirmier les prédictions réalisées par celui-ci.

## 1.1 Eléments de base de la théorie des lentilles gravitationnelles

### 1.1.1 Historique

Bien que Newton eut déjà prédit la déviation des rayons lumineux lors de leur passage à proximité d'un corps massif<sup>1</sup>, c'est avec Einstein que l'effet de mirage gravitationnel a réellement acquis le statut de prédiction théorique. La relativité générale d'Einstein prédit en effet la déviation des rayons lumineux lors de leur passage à proximité d'un corps massif. La Relativité Générale considère en effet l'espace-temps comme une variété à quatre dimensions dont la topologie dépend de son contenu de sorte que, à proximité d'un objet massif, la (les) géodésique(s) suivie(s) par la lumière diffèrent de celle(s) qui serait (seraient) suivie(s) en l'absence de matière. La déviation ainsi induite des rayons lumineux fut observée pour la première fois par les astronomes en 1919 durant une éclipse totale de Soleil. Les mesures des positions précises d'étoiles vues dans le ciel sombre près du Soleil éclipsé indiquaient un déplacement apparent dans la direction opposée au Soleil, d'une valeur proche de celle prédite par la théorie d'Einstein.

En 1937, l'astronome suisse Fritz Zwicky (1898-1974) fut le premier à réaliser que de gros amas de galaxies pourraient être suffisamment compacts et massifs pour courber les rayons lumineux provenant d'objets encore plus distants. Il fallut attendre ensuite les travaux pionniers dans le domaine de Refsdal (1964b), Liebes (1964) et de Klimov (1964) pour relancer très doucement<sup>2</sup> l'intérêt des lentilles gravitationnelles. Ce n'est qu'avec la découverte du premier cas de mirage gravitationnel Q0957+561A & B (Walsh *et al.*, 1979), 42 ans après la prédiction de Zwicky, que le mythe observationnel du mirage gravitationnel est devenu réalité.

Le phénomène de mirage gravitationnel s'envisage donc dans le cadre de la Relativité Générale. La loi de propagation de la lumière en l'absence de déflecteur étant gouvernée par la métrique spatio-temporelle de l'Univers (au travers d'un modèle cosmologique solution des équations du champ d'Einstein) tandis qu'à proximité de la lentille, la lumière est déviée en raison de la perturbation à cette métrique causée par la présence du déflecteur. L'évaluation de l'importance de la déflexion se fait au travers de plusieurs hypothèses de travail que nous détaillons ici après.

### 1.1.2 Hypothèses de travail

Nous décrivons dans cette section le cadre d'application du formalisme de la théorie des lentilles gravitationnelles. Ces hypothèses de travail sont implicitement satisfaites dans les études quantitatives exposées par la suite.

---

<sup>1</sup>Le calcul de l'angle de déflexion d'un rayon lumineux passant à proximité d'un objet massif dans le cadre de la théorie Newtonienne est en fait dû au mathématicien et astronome allemand Johann Soldner (1804).

<sup>2</sup>Une recherche sur ADS indique que 44 articles possédant "lentille gravitationnelle" dans leur titre ont été publiés entre 1964 et 1978.

## Univers homogène

Comme nous l'expliquons dans la section 1.3.1, l'Univers observé peut être considéré comme globalement homogène et isotrope. Cela justifie l'utilisation dans la suite d'une métrique de type Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW) pour décrire sa géométrie globale. Les inhomogénéités qui sont à l'origine de l'effet de mirage gravitationnel sont, elles, considérées comme des perturbations locales. Ainsi, le long de son trajet entre la source et nous, on peut séparer le parcours de la lumière en trois zones différentes. La première entre la source et la lentille (décrite par une géométrie FLRW), la deuxième à proximité du déflecteur (où la lumière est déviée) et la troisième entre le déflecteur et l'observateur (qui comme la première est considérée comme non perturbée). Les caractéristiques de la deuxième zone sont résumées dans les hypothèses suivantes.

## Lentilles minces

La taille propre des galaxies qui donnent naissance à un effet de mirage gravitationnel est au "pire" des cas de l'ordre de quelques centaines de kiloparsecs <sup>3</sup>, c'est-à-dire en général plus de mille fois inférieure à la distance nous séparant de la source. On peut donc considérer que la déflexion se fait localement dans le plan du déflecteur et que la distribution de matière se ramène à la distribution de masse projetée dans ce plan.

## Lentilles transparentes

On fait généralement l'hypothèse que les propriétés spectro-photométriques des images de la source ne sont pas altérées le long de leur trajet à l'observateur. Cette hypothèse n'est pas toujours vérifiée notamment en raison de la poussière présente dans la galaxie lentille. En raison de cette dernière, les images de la source peuvent être rougies différemment (car traversant des zones différentes de la lentille) les unes par rapport aux autres. Dans les Chapitres 3 et 4, nous évaluons les effets de l'extinction dans la galaxie lentille sur les images multiples de la source. Par contre, nous négligeons de tenir compte de l'extinction due à notre galaxie. En effet, les images étudiées étant angulairement proches l'une de l'autre (quelques secondes d'arc), elles sont pareillement affectées par l'extinction galactique (or seules les propriétés relatives des images sont étudiées). On notera aussi que les systèmes étudiés se situent à haute latitude galactique (typiquement  $b_{\text{gal}} > 30^\circ$ ), et ne sont donc que faiblement affectés par l'extinction Galactique.

## Champs gravitationnels faibles et stationnaires

Le formalisme exposé par la suite fait l'hypothèse que le champ gravitationnel qui courbe l'espace à proximité du déflecteur est faible, c'est-à-dire que la matière possède une vitesse petite par rapport au système de coordonnées ( $|v| \ll c$ ;  $|\phi/c^2| \ll 1$ ). Sous cette hypothèse, la métrique au voisinage de la lentille prend la forme (e.g. Schutz, 1985, p205-206) :

---

<sup>3</sup>La taille de la majorité des galaxies ne dépasse pas la centaine de kpc ; ainsi, notre Galaxie a une dimension de l'ordre d'une trentaine de kpc. Néanmoins, pour exemple, un cas extrême dans notre voisinage est la galaxie spirale UGC 2885 dont le diamètre atteindrait 150 kpc (e.g. Canzian *et al.*, 1993)

$$ds^2 = \left(1 + \frac{2\phi}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{2\phi}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) \quad (1.1)$$

Additionnellement à cette hypothèse, on considère également que le potentiel ne change pas durant le temps pendant lequel la lumière le traverse (i.e. champ stationnaire).

### Angles de déflexion petits

L'équation (1.1), nous révèle que l'espace-temps à proximité de la lentille possède les mêmes caractéristiques qu'un espace temps plat dans lequel la lumière serait apparemment ralentie à proximité du déflecteur. En effet, le trajet des rayons lumineux suivant une géodésique ( $ds^2 = 0$ ), il est facile de dériver que  $\phi$  agit formellement sur la vitesse de la lumière comme un milieu possédant un indice de réfraction effectif  $n_\phi$  de la forme :

$$n_\phi = 1 - 2\frac{\phi}{c^2} = 1 + 2\frac{|\phi|}{c^2} \quad (1.2)$$

où  $|\phi|$  est négatif et tend vers 0 à l'infini.

Une fois faite cette analogie, on peut déduire comme en optique classique pour un milieu réfractif d'indice  $n > 1$  que la vitesse effective de la lumière est plus petite qu'en l'absence de déflecteur :

$$v = \frac{c}{n} \sim c - \frac{2|\phi|}{c}. \quad (1.3)$$

Le gradient du potentiel gravitationnel  $\phi$  à proximité du déflecteur est responsable de la déflexion  $\alpha$  des rayons lumineux<sup>4</sup>. Comme on le vérifiera plus loin, la valeur de l'angle  $\alpha$  est de quelques secondes d'arc (on peut ainsi identifier sa tangente à sa valeur).

### 1.1.3 Formation d'images multiples et principe de Fermat

Il y a plusieurs façons d'exprimer l'effet de déviation de la lumière causé par la gravité. La plus naturelle se fait en termes de front d'onde émis par la source et se déformant lors de son passage au travers du déflecteur. Lorsque le champ gravitationnel est suffisamment important, le front d'onde peut même finir par se replier sur lui même bien après avoir traversé le déflecteur (Figure 1.1). Imaginons maintenant trois observateurs situés aux positions O1, O2, O3 (Figure 1.1) et étendons par la pensée ce schéma à trois dimensions. L'observateur situé en O1 verra simplement une image déformée et déviée de la source (la normale au front d'onde pointera dans une direction légèrement différente de la normale au front d'onde transmis sans perturbation). L'observateur O2, par contre sera atteint par trois sections différentes du front d'onde. Les trois normales (i.e. rayon lumineux) à ces sections du front d'onde étant dirigées suivant trois directions angulaires différentes, l'observateur verra sur le ciel 3 images différentes de la source, chacune apparaissant à 3

---

<sup>4</sup>Grâce à cette analogie à l'optique géométrique, et en utilisant la loi de Descartes  $n \cos(i) = C^{ste}$ , on peut facilement déduire l'expression de l'angle de déflexion  $\alpha$  (voir e.g. Narayan & Bartelmann, 1996; Claeskens & Surdej, 2002).

moments différents (si on considère que la source émet juste une brève impulsion lumineuse qui correspond au front d'onde étudié), le délai entre chaque image étant proportionnel à la distance entre les différentes sections du front d'onde. Enfin, l'observateur  $O_3$ , qui lui se situe sur l'axe optique, est atteint simultanément par deux sections de fronts d'onde produisant (à deux dimensions) une paire d'images de part et d'autre de l'axe optique et à égale distance de celui-ci. Il sera atteint par un troisième front d'onde un petit peu plus tard. A trois dimensions et pour une lentille axi-symétrique,  $O_3$  verrait en fait un anneau autour de l'axe optique (l'anneau d'Einstein) et une image centrale (en pratique fortement déamplifiée) sur celui-ci.

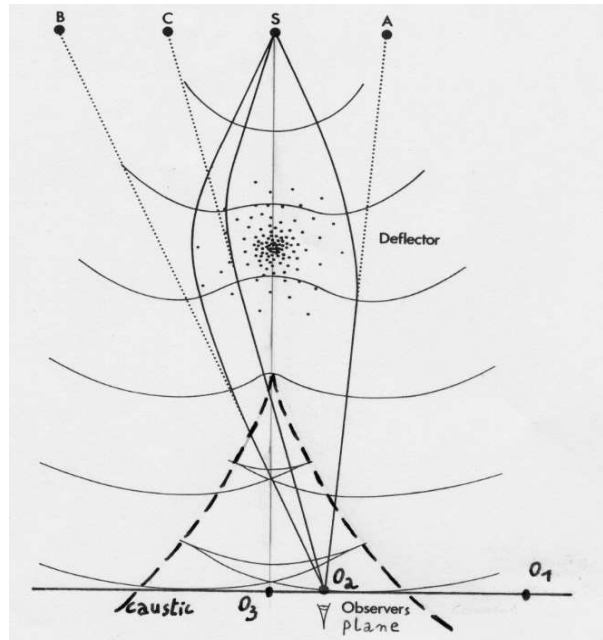


Figure 1.1: Déformation d'un front d'onde lors de son passage au travers d'un déflecteur. Le trait pointillé reliant les points de repliement du front d'onde constitue l'enveloppe caustique. [Sur base de Refsdal & Surdej (1994)]

La traversée du potentiel gravitationnel de la lentille par le front d'onde implique que celui-ci se trouve retardé comparé à un front d'onde qui rejoindrait l'observateur sans rien rencontrer sur son passage. Ce retard possède deux origines :

- il y a tout d'abord une contribution d'ordre géométrique qui provient du fait que le rayon lumineux associé au front d'onde déformé parcourt un trajet plus grand à cause de la présence du déflecteur sur son trajet.
- la seconde contribution est causée par le ralentissement du front d'onde lors de son passage au travers du déflecteur. En effet, comme nous l'avons montré plus haut, le front d'onde passe au travers du déflecteur avec une vitesse apparente  $v = c/n < c$  (relation (1.3)). Le retard associé est appelé délai de Shapiro (1964).

Nous pouvons aisément calculer le nouveau temps de parcours de la lumière en nous rappelant que celle-ci suit des géodésiques de l'espace-temps. Son temps de parcours entre la

source et l'observateur se calcule donc grâce à la métrique à champ faible (équation (1.1)) en considérant  $ds^2 = 0$  :

$$t = \frac{1}{c} \int_S^O \left( 1 - \frac{2\phi}{c^2} \right) dl = \frac{D}{c} - \frac{2}{c^3} \int_S^O \phi dl, \quad (1.4)$$

où le premier terme inclut la partie géométrique du délai et le second inclut le délai de Shapiro (calculé en intégrant le long de la ligne de visée entre la source et l'observateur). Nous nommons dans la suite le premier terme, *terme géométrique* et le second *terme potentiel*.

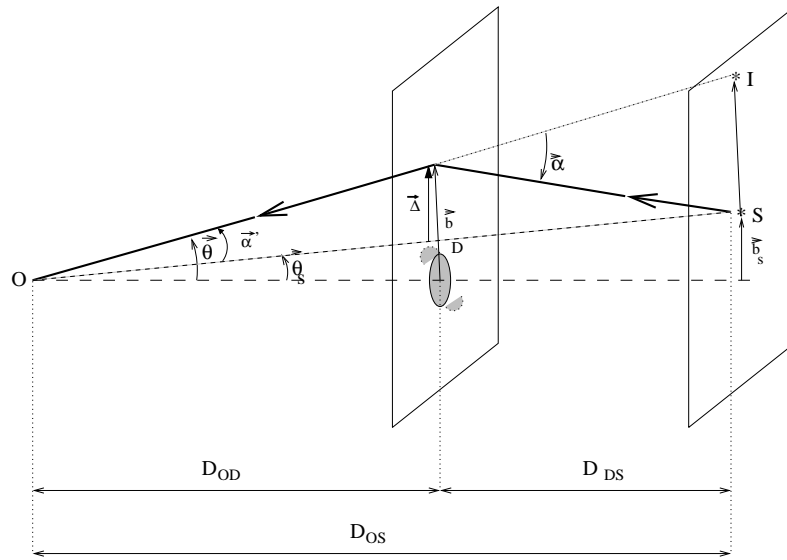


Figure 1.2: Schéma fondamental des lentilles gravitationnelles [Crédit Claeskens (1998)]

Afin d'évaluer le terme géométrique, utilisons la Figure 1.2 où nous avons schématisé l'effet de lentille gravitationnelle, et où O représente l'observateur, S la source, D le déflecteur, et où les distances  $D_{OD}$ ,  $D_{OS}$  et  $D_{DS}$  sont les distances angulaires<sup>5</sup> entre, respectivement, l'observateur et le déflecteur, l'observateur et la source et le déflecteur et la source. Si nous définissons le vecteur déplacement (vecteur spatial qui a pour unité une longueur) :

$$\vec{\Delta} \equiv (\vec{\theta} - \vec{\theta}_S) D_{OD}, \quad (1.5)$$

<sup>5</sup>Ceci implique que de façon générale  $D_{OD} + D_{DS} \neq D_{OS}$ , sauf pour un Univers statique. Nous nous plaçons dans cette dernière hypothèse pour déduire intuitivement le terme géométrique. On peut montrer (voir e.g. Schneider, Ehlers & Falco, 1992, p144-145), que les relations déduites ainsi restent valables à un facteur  $(1 + z_D)$  près, si on considère un Univers en expansion.

alors (au premier ordre) la distance  $D$  s'écrit  $D = |DO| + |SD| = D_{OD} + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{D_{OD}} + D_{DS} + \frac{1}{2} \frac{\Delta^2}{D_{DS}}$ . On peut alors exprimer la différence  $\delta$  de distance entre  $|SO|$  et  $D$  (i.e. différence de distance parcourue entre le rayon défléchi et non défléchi) :

$$\delta = \frac{1}{2} \Delta^2 \left( \frac{1}{D_{OD}} + \frac{1}{D_{DS}} \right) = \frac{1}{2} (\vec{\theta} - \vec{\theta}_S)^2 \frac{D_{OS} D_{OD}}{D_{DS}}. \quad (1.6)$$

D'autre part, l'intégrale du potentiel gravitationnel le long de la ligne de visée passant au paramètre d'impact  $\vec{b} = D_{OD} \vec{\theta}$  (i.e. terme potentiel de l'équation (1.4)) définit un nouveau potentiel à deux dimensions  $\psi_{2D}(\vec{\theta})$ . Pour une masse ponctuelle, on trouve que  $\psi_{2D}(\theta) \propto 2GM \ln(|\vec{\theta}|)/c^2$ ; et dans le cas général où le déflecteur est modélisé par une densité surfacique de masse  $\Sigma(\vec{\theta})$ , le potentiel est obtenu par intégration sur tous les éléments de masse<sup>6</sup> :

$$\psi_{2D}(\vec{\theta}) = \frac{2D_{DS}}{D_{OD}D_{OS}} \int_S^O \frac{\phi}{c^2} dl = \frac{4GD_{OD}D_{DS}}{D_{OS} c^2} \int_{\mathbb{R}^2} \Sigma(\vec{\theta}') \ln |\vec{\theta} - \vec{\theta}'| d\theta'_x d\theta'_y + C^{ste} \quad (1.7)$$

On peut par ailleurs remarquer que ce potentiel bi-dimensionnel satisfait une équation de Poisson source à 2 dimensions obtenue par intégration de l'équation de Poisson à 3 dimensions le long de la ligne de visée :

$$\frac{\partial^2 \psi_{2D}}{\partial \theta_x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{2D}}{\partial \theta_y^2} = \nabla^2 \psi_{2D} = \frac{8\pi G D_{OD} D_{DS}}{D_{OS} c^2} \Sigma = \frac{2\Sigma}{\Sigma_c}. \quad (1.8)$$

$$\text{où} \quad \Sigma_c = \frac{c^2}{4\pi G} \frac{D_{OS}}{D_{OD} D_{DS}}, \quad (1.9)$$

est la densité critique.

En éliminant les constantes additives non mesurables et en incluant un facteur  $(1 + z_D)$  associé à un Univers en expansion, on peut re-écrire l'équation (1.4) à partir des équations (1.6) et (1.7). Ce qui donne le temps d'arrivée  $t(\vec{\theta})$  :

$$t(\vec{\theta}) = \frac{(1 + z_D)}{c} \frac{D_{OS} D_{OD}}{D_{DS}} \left[ \frac{1}{2} (\vec{\theta} - \vec{\theta}_S)^2 - \psi_{2D}(\vec{\theta}) \right], \quad (1.10)$$

que l'on peut ré-écrire, en introduisant  $\tau = \frac{D_{DS}}{(1+z_D)D_{OS}D_{OD}} ct$ , sous la forme :

$$\tau(\vec{\theta}) = \frac{1}{2} (\vec{\theta} - \vec{\theta}_S)^2 - \psi_{2D}(\vec{\theta}). \quad (1.11)$$

Comme en optique classique, les photons traversant une lentille gravitationnelle doivent obéir au principe de Fermat (voir e.g. (Schneider *et al.*, 1992)), c'est-à-dire que la lumière doit voyager sur des trajectoires dont les temps de parcours sont stationnaires vis-à-vis des trajectoires voisines. Ce qui s'exprime :

$$\nabla_{\vec{\theta}} \tau(\vec{\theta}) = 0 \Leftrightarrow (\vec{\theta} - \vec{\theta}_S) = \nabla_{\vec{\theta}} \psi_{2D}(\vec{\theta}) = \vec{\alpha}'(\theta). \quad (1.12)$$

---

<sup>6</sup>Le facteur multiplicatif  $D_{DS}/(D_{OD}D_{OS})$  est introduit par convention dans le potentiel. La raison apparaîtra dans l'équation (1.10)

Cette dernière équation est *l'équation de la lentille* et implique que les images se forment pour des trajectoires qui correspondent à un minimum, un maximum ou un point selle du temps d'arrivée. Dans cette équation,  $\vec{\alpha}'(\theta)$  peut être relié à l'angle de déflexion  $\vec{\alpha}'$ <sup>7</sup> selon la relation :

$$\vec{\alpha}'(\theta) = -\frac{D_{DS}}{D_{OS}}\vec{\alpha}(\theta). \quad (1.13)$$

### 1.1.4 Quelques grandeurs

Considérons le cas d'un déflecteur ponctuel et d'une source située sur l'axe optique ( $\vec{\theta}_S = 0$ ). Dans ce cas,  $\psi_{2D}(\theta) \propto 2GM \ln(\theta)/c^2$  et l'équation (1.10) possède un minimum en  $\theta = \theta_E$  où :

$$\theta_E^2 = \frac{4GM}{c^2} \frac{D_{DS}}{D_{OD}D_{OS}}. \quad (1.14)$$

Cette solution correspond à une image circulaire, appelée anneau d'Einstein, et  $\theta_E$  est appelé rayon d'Einstein. Bien que cet alignement entre la source et l'observateur soit très improbable, la séparation entre les images d'un mirage tend à être de l'ordre de grandeur de 2 fois le rayon d'Einstein. Si on considère une source beaucoup plus éloignée que la lentille,  $\theta_E \sim 0,1'' \times \sqrt{\frac{M/M_\odot}{D_{OD}/d_{pc}}}$ . La distance typique d'une galaxie lentille étant d'environ 1000 Mpc ( $z_D \sim 0,3$ ), la relation précédente implique que la masse projetée du déflecteur doit être de l'ordre de  $10^{11} M_\odot$  pour générer un anneau d'Einstein de  $1''$  de rayon.

La densité critique  $\Sigma_c$  définie dans l'équation (1.9) est la densité au dessus de laquelle se formeront des images multiples de la source (e.g. Turner *et al.*, 1984). Le rapport  $\Sigma(\vec{\theta})/\Sigma_c$  est communément noté  $\kappa(\vec{\theta})$  et est appelé *convergence*.

En écrivant l'équation (1.10) sous la forme (1.11), nous l'avons rendue adimensionnelle. Le rapport  $t/\tau$  est une dimension caractéristique  $T_0 = (1 + z_D)D_{OS}D_{OD}/(c D_{DS})$  qui est de l'ordre de grandeur du temps mis par la lumière pour nous parvenir.

### 1.1.5 Propriétés des images

L'effet de mirage gravitationnel ne conduit pas seulement à la formation d'images multiples, mais il engendre aussi la déformation des images. Cela signifie que la lentille gravitationnelle aura pour effet de modifier l'angle solide sous lequel la source sera observée. Etant donné que le flux total provenant de la source est conservé, si celle-ci est résolue, son flux apparent sera "amplifié" proportionnellement au rapport des angles solides sous-tendus par l'image et par la source (lorsque l'image de la source est *résolue* on appelle ce rapport le *grandissement* ou en anglais *magnification*). Ce rapport est directement donné par l'inverse du déterminant de la matrice jacobienne de l'équation de la lentille. Cette dernière pouvant en effet être vue comme un changement de variable univoque à deux dimensions entre le plan source et le plan image ( $\vec{\theta}_S \rightarrow \vec{\theta}$ ). Si  $\mathbf{M}$  est le

---

<sup>7</sup>Pour ce faire on remarquera que  $\vec{S}\vec{I} = D_{OS}(\vec{\theta} - \vec{\theta}_S) = -D_{DS}\vec{\alpha}$ , où l'on a remarqué le sens conventionnel dans lequel  $\vec{\alpha}$  était compté.



tenseur d'amplification (ou plus correctement de *grandissement*), alors il peut s'écrire à partir de l'équation de la lentille (mais aussi en dérivant 2 fois l'équation (1.11)) comme :

$$\mathbf{M}^{-1} \equiv \frac{\partial \vec{\theta}_S}{\partial \vec{\theta}} \equiv \nabla \nabla_{\vec{\theta}} \tau(\vec{\theta}) \equiv \begin{pmatrix} 1 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_x^2} & -\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_x \partial \theta_y} \\ -\frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_x \partial \theta_y} & 1 - \frac{\partial^2 \psi}{\partial \theta_y^2} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

En se rappelant que  $\psi_{2D}$  vérifie l'équation de Poisson bidimensionnelle (1.8), on se rend compte que la trace de  $\mathbf{M}^{-1}$  doit valoir  $2(1 - \kappa)$ .  $\kappa$  rend donc compte de la partie isotrope du grandissement, c'est-à-dire qu'elle modifie la surface de la section du faisceau lumineux sans déformer celle-ci, justifiant ainsi l'appellation de *convergence*. On peut ainsi réécrire  $\mathbf{M}^{-1}$  en séparant la partie isotrope de trace non nulle de la partie anisotrope de trace nulle :

$$M^{-1} \equiv (1 - \kappa) \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} \cos(2\varphi) & \sin(2\varphi) \\ \sin(2\varphi) & -\cos(2\varphi) \end{pmatrix} \quad (1.16)$$

où  $\gamma$  est l'amplitude de la partie anisotrope du grandissement et est appelé *cisaillement* (ou *shear*) et où  $\varphi$  est la direction du cisaillement. Ces deux concepts sont illustrés à la Figure 1.3. Enfin, il en découle que l'amplification (rapport des angles solides de l'image et de la source) est donnée par  $\text{dtm}(\mathbf{M}) = [(1 - \kappa)^2 - \gamma^2]^{-1}$ .

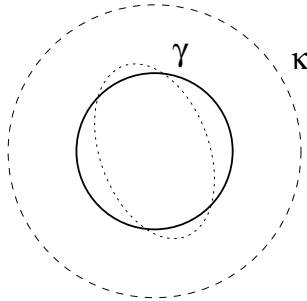


Figure 1.3: Effet du cisaillement  $\gamma$  (déformation de l'image circulaire en une ellipse) et de la convergence  $\kappa$  (grossissement de l'image).

### 1.1.6 La règle des 3Ds

On peut résumer élégamment<sup>8</sup> les sections 1.1.3 et 1.1.5 en reliant les 3D des lentilles gravitationnelles :

- $\tau \rightarrow$  Délai temporel.
- Dérivée première de  $\tau \rightarrow$  Déflexion.
- Dérivée seconde de  $\tau \rightarrow$  Distorsion.

---

<sup>8</sup>Nous suivons en cela Paul Schechter (e.g. Schechter, 2004).

### 1.1.7 Courbes invisibles

Nous définissons dans cette section quelques “courbes invisibles” qui par leur représentation aident à comprendre l’effet de lentille gravitationnelle. Nous commencerons tout d’abord par définir les courbes isochrones et en particulier l’isochrone “selle de cheval” ou *isochrone critique*. Nous définirons ensuite les notions de *caustique* et de *ligne critique* et nous verrons comment celles-ci peuvent aider à prédire le nombre et la disposition des images créées par effet de lentille gravitationnelle.

Le temps d’arrivée  $\tau(\vec{\theta})$  (équation (1.11)) peut être vu comme une surface que l’on nomme littéralement “surface de temps d’arrivée” (ou *arrival time surface*). Comme cela a été initialement suggéré par Blandford & Narayan (1986) et plus récemment développé par Saha & Williams (2003), l’étude de cette surface aide à comprendre les propriétés des différents systèmes de lentille de façon indépendante du modèle. Mais que représente-t-elle exactement ? Cette surface est intimement reliée au front d’onde mais elle diffère de celui-ci étant donné que ce dernier se situe dans l’espace “réel” alors que la surface de temps d’arrivée est dans l’espace  $(\vec{\theta}, \tau)$  et est donc plus abstraite. Afin de mieux comprendre la relation entre la surface de temps d’arrivée et le front d’onde (voir aussi Nityananda, 1990), regardons la Figure 1.4a qui illustre (à 2 dimensions) un front d’onde émis par la source et qui vient juste d’être déformé par le potentiel de la lentille. Le second front d’onde représenté (sur la droite de la Figure 1.4a) correspond à un front d’onde “virtuel” émis par l’observateur et dont la flèche du temps est inversée (i.e. il “remonte” le temps). Si cette surface se dirigeait vers l’observateur, tous ses points atteindraient celui-ci au même moment. Il s’agit donc d’une surface isochrone. Les normales à cette surface coïncident avec les normales au front d’onde déformé passant par l’observateur (et donnant donc lieu à la formation d’images multiples de la source). La surface de temps d’arrivée correspond à la surface qui “relie” les intersections entre le front d’onde (émis par la source) et la surface isochrone. Projetée à 2 dimensions (la troisième dimension étant la dimension temporelle projetée orthogonalement dans le plan de la feuille), cette surface correspond à la Figure 1.4b, l’espace entre les différents isochrones représentant le délai d’arrivée. Une image est formée aux points de tangence entre la surface isochrone et le front d’onde.

Comme nous l’avons noté dans la section 1.1.3, les images de la source se forment lorsque le temps d’arrivée est un minimum, un maximum ou un point selle. Les minima et maxima correspondent à un seul point de la surface de temps d’arrivée. L’isochrone associée au point selle a par contre la particularité de se recourber sur elle-même : soit en formant un noeud à l’extérieur du contour (lemniscate) soit à l’intérieur du contour (il s’agit d’un limaçon). La Figure 1.5 illustre ces deux cas. Lorsque l’isochrone originale entoure un minimum, le lemniscate produit un autre minimum et un point selle alors que le limaçon donne naissance à un maximum et à un point selle (la phrase reste valable en interchangeant minimum par maximum). Le processus peut se répéter autour de n’importe quel minimum ou maximum produisant à chaque fois un couple d’images supplémentaires mais toujours en respectant la règle : *maxima + minima = point selle + 1*. On peut observer en principe beaucoup de configurations différentes (cf Blandford & Narayan, 1986). En pratique on observe seulement que les quasars doublement imagés ont

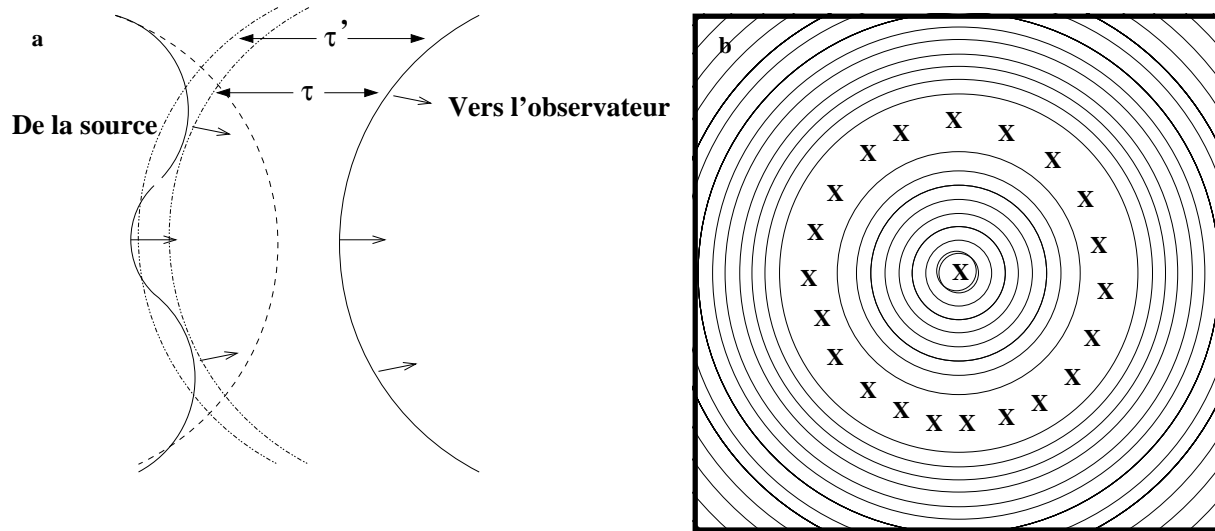


Figure 1.4: a) Construction géométrique illustrant le concept de surface de temps d'arrivée. b) Projection à 2 dimensions de la surface de temps d'arrivée (la dimension  $\tau$  étant perpendiculaire au plan  $\vec{\theta}$  de la feuille). Une image est vue par l'observateur aux points "X", c'est à dire au centre (maximum du temps d'arrivée) et sur un anneau (correspondant au délai  $\tau$  sur le panneau (a))

une isochrone critique en forme de limaçon alors que les quadruples ont un lemniscate à l'intérieur d'un limaçon (de sorte que l'image centrale -cinquième image- soit un maximum du temps d'arrivée).

Etudions maintenant la *ligne caustique* (ou simplement *caustique*). Pour ce faire, revenons à la Figure 1.1 représentant l'arrivée d'un front d'onde déformé (et se recourbant sur lui-même) dans le plan de trois observateurs O1, O2 et O3. L'observateur O1 verra une image légèrement déformée de la source, alors que O2 et O3 verront des images multiples de celle-ci. Si nous joignons par la pensée les points où le front d'onde se replie sur lui-même, nous délimitons deux zones : une zone externe où tout observateur (e.g. O1) ne verra qu'une image déformée de la source et une zone interne où il verra des images multiples (e.g. O2 et O3). Cette surface qui enveloppe le front d'onde en ses points de repliement est appelée surface caustique et son intersection avec le plan de l'observateur définit la *ligne caustique*. Cette ligne caustique est donc une ligne qui sépare les régions du plan source qui donnent lieu à l'observation d'un nombre différent d'images. En d'autres termes, lorsqu'une source traverse une ligne caustique, il y a formation de deux nouvelles images. Pour faire le lien avec l'*isochrone critique*, la traversée de la caustique par la source peut-être associée pour un observateur donné au recoupement de l'*isochrone critique* sur elle-même.

Les *lignes critiques* peuvent être reliées à la matrice d'amplification présentée à la section précédente. Elles constituent en effet les zones du plan image où l'amplification est formellement infinie, c'est-à-dire formellement les courbes du plan image pour lesquelles

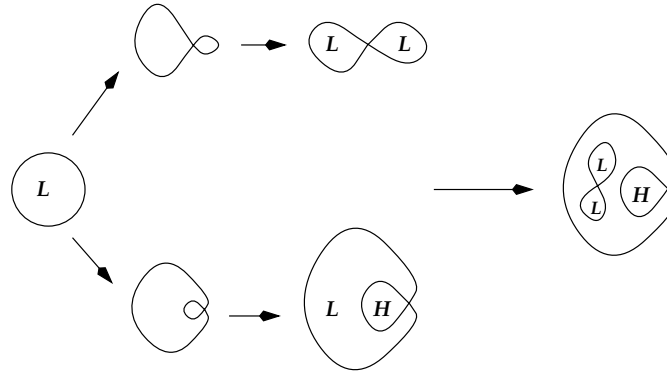


Figure 1.5: Structures possibles de l’isochrone critique en forme de lemniscate (haut) ou d’un limaçon. Les dénominations H et L correspondent respectivement à un maximum et à un minimum du temps d’arrivée. L’isochrone critique pour un système quadruple a la forme d’un limaçon entourant un lemniscate (extrême droite de la figure). [Crédit AbdelSalam (1998)]

les valeurs propres de  $\mathbf{M}^{-1}$  sont nulles.  $\mathbf{M}^{-1}$  étant la dérivée seconde de  $\tau$ , il est clair qu’en un minimum de  $\tau$  les valeurs propres de  $\mathbf{M}^{-1}$  seront positives, négatives en un maximum, et l’une positive et l’autre négative en un point selle. La ligne critique sépare donc dans le plan image les minima, maxima et point-selle du temps d’arrivée. Les *lignes critiques* constituent en fait les images des *caustiques* dans le plan image.

### 1.1.8 Modèles simples à symétrie circulaire

L’équation de la lentille se résout analytiquement lorsque la distribution de masse est à symétrie circulaire. Parmi les modèles à symétrie circulaire que l’on peut construire, les modèles les plus instructifs sont le déflecteur ponctuel (**DP**), le plan de matière<sup>9</sup> (**PM**) et la sphère isotherme singulière (**SIS**). Les caractéristiques de ces modèles sont reprises dans la Table 1.1.

Le déflecteur ponctuel idéalise le cas d’un déflecteur particulièrement compact tel qu’un trou noir ou une étoile. Il permet également de décrire l’influence gravitationnelle d’une galaxie sur des rayons lumineux passant à très grande distance de celle-ci. Ce modèle possède deux solutions, c’est-à-dire que deux images se forment de part et d’autre de la lentille. Pour ce modèle, la partie isotrope de l’amplification (i.e. la convergence  $\kappa$ ) est nulle. En fait, ce modèle ne produit que du cisaillement. À l’inverse, le plan de matière uniforme agit comme une lentille de verre convergente et ne fait que “grossir” la source (i.e. pas d’image multiple et le cisaillement est nul). Le dernier modèle à symétrie circulaire que nous avons repris est le modèle SIS. Le potentiel gravitationnel associé à ce modèle permet de générer une courbe de rotation constante. Il convient donc bien pour décrire le potentiel d’une galaxie, si ce n’est qu’il prédit une vitesse de rotation constante également au centre de la galaxie (pour pallier à ce problème, on préférera le modèle de

<sup>9</sup>Ce modèle est en fait à symétrie cylindrique.

la Sphère Isotherme Non Singulière -SINS-, possédant un rayon de cœur). Le modèle SIS a la particularité de posséder un angle de déviation constant en fonction du paramètre d'impact. Par ailleurs la convergence produite par ce modèle est identique au cisaillement.

	DP	PM	SIS
$\psi(\vec{\theta})$	$\theta_E^2 \ln  \vec{\theta} $	$\frac{1}{2} \frac{\Sigma_0}{\Sigma_c}  \vec{\theta} ^2$	$\theta_E \vec{\theta}$
Solution	$\vec{\theta} = \frac{1}{2} \left( \theta_S \pm \sqrt{\theta_S^2 + 4\theta_E^2} \right) \hat{\theta}_S$	$\vec{\theta} = \left( 1 - \frac{\Sigma_0}{\Sigma_c} \right) \hat{\theta}_S = (1 - \kappa) \hat{\theta}_S$	$\vec{\theta} = (\theta_S \pm \theta_E) \hat{\theta}_S^\dagger$
$\text{dtm}(\mathbf{M}^{-1})$	$1 - \frac{\theta_E^4}{\theta^4}$	$(1 - \kappa)^2$	$1 - \frac{\theta_E}{\theta}$

$^\dagger$  Si  $\theta_S < \theta_E$

Table 1.1: Caractéristiques principales du Déflecteur Ponctuel (**DP**), du Plan de Matière uniforme (**PM**) et de la Sphère Isotherme Singulière (**SIS**). Le vecteur  $\hat{\theta}_S$  est un vecteur unitaire qui a la direction de  $\vec{\theta}_S$

### 1.1.9 Modèle à symétrie non circulaire : le cas SIS+ $\gamma$

Les modèles à symétrie circulaire que nous venons de brièvement décrire sont d'une utilité limitée. Il n'existe en effet aucune galaxie possédant une symétrie circulaire parfaite et il est donc toujours nécessaire d'introduire dans le modèle une perturbation angulaire dans le potentiel gravitationnel. Celle-ci peut avoir deux origines. Soit elle est interne, il s'agit alors de l'ellipticité de la galaxie ; soit elle est externe et est causée par le potentiel gravitationnel d'objets proches du déflecteur tels qu'un amas de galaxies dans lequel celui-ci peut résider. Dans le premier cas, on rend le potentiel elliptique en définissant son ellipticité  $\epsilon = 1 - q$  où  $q$  est le rapport d'axes, ou son excentricité  $e = \sqrt{1 - q^2}$ , le modèle associé est l'Ellipsoïde Isotherme Singulier (EIS). Dans le second cas, on introduit linéairement dans le potentiel (ou pareillement dans l'angle de déflexion) un terme de cisaillement auquel on associe l'amplitude  $\gamma_{\text{ext}}$  du cisaillement externe et  $\varphi_\gamma$  sa direction (ou, selon la convention de signe, la direction suivant laquelle se situe la masse à l'origine du cisaillement). A titre d'exemple, nous envisageons le modèle de sphère isotherme singulière auquel on a ajouté un cisaillement externe (i.e. modèle SIS+ $\gamma$ ).

La modélisation (au sens large du terme) implique en général la construction d'un modèle dont le nombre de paramètres ne dépasse pas le nombre d'observables (de sorte que tous les paramètres du modèle soient contraints observationnellement !). Nous résumons dans la Table 1.2 les observables existant dans un mirage gravitationnel. Le modèle SIS+ $\gamma$  contenant 7 paramètres (soient 2 paramètres de plus que le modèle SIS), il est toujours contraint par l'observation d'un système quadruple. Comme cela est suggéré par Paul Schechter (Courbin *et al.*, 2002b), ce modèle peut être considéré comme un excellent standard, ayant pour avantage de permettre de reproduire avec une assez bonne précision la grande majorité des systèmes de lentilles observés et d'être relativement réaliste. Ses points faibles étant le possible écart du déflecteur à l'isothermalité et l'absence de prise

en compte de l'ellipticité de la galaxie. Cependant, on remarquera que cette dernière est généralement faible (e.g. Jorgensen *et al.*, 1995), rendant souvent l'effet du cisaillement extérieur dominant (par rapport à l'ellipticité intrinsèque du potentiel du déflecteur).

Type	# Observables
Positions des images	$2 \times (N - 1)$
Position de la galaxie	2
Amplifications	$1 \times (N - 1)$
Délais temporels	$1 \times (N - 1)$

Table 1.2: Liste des observables pour un système possédant  $N$  images. En général seules les positions des images (et de la lentille) sont des observables robustes. Les amplifications (relatives) pouvant être affectées par des effets d'extinction ou de variabilité. Le délai temporel n'est généralement pas observé.

En l'absence de résolution simple de modèles non symétriques comme celui-ci, nous utilisons le développement quadripolaire (Kovner, 1987) du potentiel gravitationnel pour déterminer la forme du potentiel effectif  $\psi_{2D}$ <sup>10</sup>. Cette méthode consiste à évaluer, à la position du déflecteur principal, le potentiel gravitationnel dû aux objets voisins (à l'origine du cisaillement externe) en développant le potentiel en série de Taylor à la position de la lentille. Si on considère que  $\theta_E$  est le rayon d'Einstein du déflecteur principal, et  $\vec{\theta}_{\text{ext}}$  est la distance du potentiel perturbateur ( $|\vec{\theta}_{\text{ext}}| \gg \theta_E$ ), alors ce dernier peut s'écrire (au deuxième ordre) :

$$\psi_{\text{ext}}(\theta) = \psi_0 + \vec{\theta}_S \cdot \vec{\theta} + \frac{\theta^2}{2} (\kappa_{\text{ext}} - \gamma_{\text{ext}} \cos(2(\varphi - \varphi_\gamma))) \quad (1.17)$$

où le terme d'ordre 0 ( $\psi_0$ ) peut être ignoré vu qu'il va engendrer une contribution constante au délai temporel de chaque image (et est donc inobservable). De même pour le terme du premier ordre (i.e.  $\vec{\theta}_S \cdot \vec{\theta}$ ) qui a pour effet d'ajouter une déflexion constante à chaque image, celle-ci étant également inobservable. Les termes  $\kappa_{\text{ext}}$  et  $\gamma_{\text{ext}}$  représentent respectivement la densité de surface, à la position de la lentille, associée au potentiel extérieur et l'amplitude de son cisaillement.

Attardons-nous un instant sur l'effet de  $\kappa_{\text{ext}}$ . Considérons pour ce faire uniquement une composante de l'équation de la lentille (obtenue à partir de l'équation (1.12)). On trouve alors :

$$\theta_{S,x} = \theta_x (1 - \kappa_{\text{ext}}) - \partial \psi' / \partial \theta_x \quad (1.18)$$

où  $\psi'$  est le reste de la contribution au potentiel effectif. Si maintenant on divise les deux membres par  $1 - \kappa_{\text{ext}}$ , on obtient :

---

<sup>10</sup>Il est possible de réaliser un développement du potentiel à des ordres plus élevés (e.g. Kochanek, 1991).

$$\frac{\theta_{S,x}}{(1 - \kappa_{\text{ext}})} = \theta_x - \frac{\partial \psi' / \partial \theta_x}{1 - \kappa_{\text{ext}}} \Leftrightarrow \theta'_{S,x} = \theta_x - \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta_x} \quad (1.19)$$

Etant donné que  $\theta_{S,x}$  est inobservable, il est important de constater dans cette simple opération que la solution  $\theta_x$  est identique pour un potentiel effectif  $\psi'$  auquel on a ajouté un terme de convergence  $\kappa_{\text{ext}}$  et pour un potentiel effectif  $\psi_2$ . Cette dégénérescence dans les solutions est connue sous le terme de dégénérescence masse-plan (*mass sheet degeneracy*; Falco *et al.*, 1985) et signifie qu'une même solution est trouvée si l'on ajoute un plan de matière constant à la densité de surface du modèle de lentille (la masse de la lentille étant alors réduite d'un facteur  $(1 - \kappa)$ ). Cette dégénérescence ne peut être brisée que si l'on a une connaissance indépendante de la masse de la lentille ou au travers de la mesure du délai temporel.

En conséquence, la convergence associée au potentiel extérieur n'aura pas d'effet sur la disposition des images, nous pouvons donc la négliger dans ce qui suit et ne considérer que le cisaillement  $\gamma_{\text{ext}}$ . Au vu de la Table 1.1 et de l'équation (1.17), le potentiel effectif à 2 dimensions pour  $\varphi_{\text{ext}} = 90^\circ$  s'écrit  $\psi = \theta_E \theta + (\gamma_{\text{ext}}/2) \theta^2 \cos(2\varphi)$ . Ce qui conduit à écrire l'équation de la lentille à 2 dimensions :

$$\begin{aligned} \theta_{S,x} &= \theta_x (1 - \gamma_{\text{ext}}) - \theta_E \theta / |\vec{\theta}| \\ \theta_{S,y} &= \theta_y (1 + \gamma_{\text{ext}}) - \theta_E \theta / |\vec{\theta}| \end{aligned} \quad (1.20)$$

où on a noté que  $\vec{\theta} = (\theta_x, \theta_y) = \theta(\cos(\varphi), \sin(\varphi))$ . On peut également calculer la matrice d'amplification :

$$\mathbf{M}^{-1} \equiv \begin{pmatrix} 1 - \gamma - \frac{\theta_E}{|\vec{\theta}|} \sin^2(\varphi) & \frac{\theta_E}{|\vec{\theta}|} \sin(\varphi) \cos(\varphi) \\ \frac{\theta_E}{|\vec{\theta}|} \sin(\varphi) \cos(\varphi) & 1 + \gamma - \frac{\theta_E}{|\vec{\theta}|} \sin^2(\varphi) \end{pmatrix} \quad (1.21)$$

dont le déterminant est de la forme :

$$\text{dtm}(\mathbf{M}^{-1}) = 1 - \gamma^2 - \frac{\theta_E}{|\vec{\theta}|} (1 - \gamma \cos(2\varphi)) = 1 - \gamma^2 - \frac{\theta_E}{|\vec{\theta}|} \left[ 1 - \gamma \left( \frac{\theta_y^2 - \theta_x^2}{\theta_y^2 + \theta_x^2} \right) \right]. \quad (1.22)$$

Ce dernier s'annulant pour :

$$\theta = \frac{\theta_E}{1 - \gamma^2} (1 - \gamma \cos(2\varphi)). \quad (1.23)$$

Cette solution correspond à l'équation de la ligne critique (tangentielle) et est une ellipse dont le rapport d'axes est déterminé par l'amplitude du cisaillement et dont le grand axe pointe vers la perturbation extérieure. L'adjectif tangentiel associé à cette ligne critique provient du fait que le grandissement associé se fait tangentiellement à la galaxie lentille. Il existe une autre ligne critique (radiale) située à l'origine (et dégénérée en 1 point car le modèle est singulier). La courbe correspondant à la ligne critique dans le plan source (calculée à partir de l'équation de la lentille (1.12)) est la ligne caustique. Celle-ci a la forme d'une courbe dénommée astroïde dont la forme paramétrique est :

$$\theta_{S,x} = -\frac{2\theta_E\gamma}{1+\gamma}\cos^3(\varphi) = -\theta_+\cos^3(\varphi) \quad \theta_{S,x} = +\frac{2\theta_E\gamma}{1-\gamma}\sin^3(\varphi) = \theta_-\sin^3(\varphi) \quad (1.24)$$

où  $\theta_{\pm} = 2\theta_E\gamma/(1 \pm \gamma)$ . Cette courbe possède quatre “branches” dénommées *fold*. Les croisements de deux “branches” sont dénommés *cusps*<sup>11</sup> et sont situés en  $\pm\theta_{\pm}$ . La caustique correspondant à la ligne critique radiale est une pseudo caustique circulaire de rayon  $\theta_S = \theta_E$ .

La solution générale de ce modèle n’ayant pas de forme simple, nous recherchons les solutions pour le cas où  $\theta_{S,y} = 0$ . On trouve alors qu’il peut y avoir 4 solutions. La Table 1.3 reprend l’expression “paramétrique” (i.e. en fonction de la position de la source  $\theta_{S,x}$ ) de celles-ci et des amplifications associées. Nous indiquons également dans la deuxième colonne le domaine où cette solution existe et dans la dernière colonne le signe de l’amplification (aussi appelé *parité*) associée à l’image en fonction de la valeur de  $\theta_S$ . Un signe  $-$  correspond à un point selle (1 valeur propre de  $\mathbf{M}$  positive, l’autre négative) et un signe  $+$  correspond à un minimum.

Position	Domaine	Amplification	Parité
$\theta_{x,1} = \frac{\theta_{S,x} + \theta_E}{1-\gamma}$ $\theta_{y,1} = 0$	$\theta_{S,x} > -\theta_E$	$(1-\gamma^2)\frac{\theta_+ + \theta_{S,x}}{\theta_E + \theta_{S,x}}$	+ si $-\theta_E < \theta_{S,x} < -\theta_+$ - si $\theta_{S,x} > -\theta_+$
$\theta_{x,2} = \frac{\theta_{S,x} - \theta_E}{1-\gamma}$ $\theta_{y,2} = 0$	$\theta_{S,x} < \theta_E$	$(1-\gamma^2)\frac{\theta_+ - \theta_{S,x}}{\theta_E - \theta_{S,x}}$	- si $\theta_+ < \theta_{S,x} < \theta_E$ + si $\theta_+ < \theta_{S,x}$
$\theta_{x,3} = -\frac{\theta_{S,x}}{2\gamma}$ $\theta_{y,3} = \frac{\theta_E}{1+\gamma}\sqrt{1 - \left(\frac{\theta_S}{\theta_+}\right)^2}$	$ \theta_{S,x}  < \theta_+$	$-2\gamma(1+\gamma)\left[1 - \left(\frac{\theta_S}{\theta_+}\right)^2\right]$	+ si l’image existe
$\theta_{x,4} = -\frac{\theta_{S,x}}{2\gamma}$ $\theta_{y,4} = -\frac{\theta_E}{1+\gamma}\sqrt{1 - \left(\frac{\theta_S}{\theta_+}\right)^2}$	$ \theta_{S,x}  < \theta_+$	$-2\gamma(1+\gamma)\left[1 - \left(\frac{\theta_S}{\theta_+}\right)^2\right]$	+ si l’image existe

Table 1.3: Solutions d’un modèle SIS+ $\gamma$  ( $\varphi_\gamma = 90^\circ$ ) pour une source située le long du petit axe de la caustique.

Nous avons maintenant toutes les cartes en main pour décrire les changements apparaissant dans les configurations des images en fonction de la position de la source. La Figure 1.6 illustre la discussion qui va suivre<sup>12</sup>, le panneau de gauche représentant la position de la source par rapport à la caustique, le panneau central montre la position des images (par rapport à la ligne critique<sup>13</sup>) et le panneau de droite représente *l’isochrone*

<sup>11</sup>Dans la suite nous utiliserons systématiquement les termes anglais “cusps” et “fold”.

<sup>12</sup>Le lecteur peut réaliser les mêmes graphiques interactivement sur le site de P. Saha (logiciel SimPLens) à l’adresse <http://ankh-morpork.maths.qmw.ac.uk/~saha/astron/lens/simp/> ou télécharger l’application java correspondante.

<sup>13</sup>Nous notons que la ligne critique radiale sur cette figure n’est pas dégénérée en un point, mais possède une extension. Cela est dû au fait que nous avons utilisé pour réaliser ces graphiques un modèle non singulier.



*critique*. La valeur de l'amplification est proportionnelle à la taille du point représentant l'image sur le panneau de droite. Considérons tout d'abord le cas d'une source située à l'origine du système d'axes (Figure 1.6a). On identifie directement sur le panneau central la “nature” des images formant le mirage. En effet, rappelons-nous que la ligne critique est une zone où les valeurs propres de la matrice  $\mathbf{M}$  changent de signe. En conséquence, toute image à l'extérieur des deux lignes critiques correspond à un minimum<sup>14</sup>, toute image entre les deux lignes critiques correspond à un point selle du temps d'arrivée (comme on peut le voir sur le panneau de droite) et enfin toute image à l'intérieur des deux lignes critiques correspond à un maximum du temps d'arrivée. Ce dernier correspond à l'image centrale qui est infiniment déamplifiée dans le cas d'un modèle de masse singulier. L'absence d'image centrale dans la quasi totalité des systèmes de lentille gravitationnelles connus (il existe 1 candidat sérieux à une cinquième image; Winn *et al.*, 2004) indique que le bulbe des galaxies est très compact.

Lorsque la source est située à l'origine du système d'axes (Figure 1.6a), on observe 4 images situées sur les axes  $\theta_x$ ,  $\theta_y$ . La somme de leurs amplifications vaut  $\sum |\mathbf{M}_i| = (2/\gamma)/(1 - \gamma^2) \sim 10$ , pour des valeurs raisonnables de  $\gamma$ <sup>15</sup>. Lorsque nous déplaçons la source le long de l'axe x vers le sommet de la caustique ( $\theta_{S,x} \rightarrow \theta_+$ , Figure 1.6 b & c), l'image 1 se déplace suivant le même axe, son amplification décroissant lentement à l'approche du sommet de la caustique. En même temps, les images 2, 3 et 4 se rapprochent l'une de l'autre pour finir par fusionner le long de la ligne critique tangentielle ( $\vec{\theta} = (-\theta_+, 0)$ ). Leur amplification augmente alors progressivement jusqu'au moment où la source atteint le *cusp*. Si nous déplaçons la source au delà de celui-ci ( $\theta_{S,x} > \theta_+$ , Figure 1.6 d & e), il n'y a plus que les images 1 et 2 (les images 3 et 4 ayant fusionné avec l'image 2). Lorsque la source s'approche de la caustique tangentielle, l'image 2 devient de plus en plus démagnifiée et se rapproche de l'origine. Elle finit alors par disparaître une fois que  $\theta_S = \theta_E$  (cf Table 1.3).

Nous pouvons pareillement étudier la formation des images lorsque nous déplaçons la source le long du grand axe de la caustique (vers  $\theta_{S,y} > 0$ ). Les calculs sont alors très semblables à ceux que nous avons réalisés en nous plaçant le long du petit axe de la caustique et le comportement des images est similaire (Figure 1.7). Cependant, si nous gardons les mêmes numérotations d'images que celles utilisées sur la Figure 1.6, nous observons que ce sont maintenant les images 3 et 4 qui jouent le rôle des images 1 et 2 le long du petit axe de la caustique (i.e. on peut relire le comportement décrit pour le petit axe en remplaçant  $1 \leftrightarrow 3$ ,  $2 \leftrightarrow 4$ ). En examinant le panneau de droite, on remarque en effet que lorsque l'on déplace la source le long du grand axe de la caustique, ce sont les images qui sont des minima du temps d'arrivée (i.e. 1 et 2) qui vont fusionner avec l'image “selle” 4. Si nous jouons le film à l'envers et examinons la Figure 1.7 en regardant d'abord le panneau du bas (d, c) et puis le panneau du haut (b,a), nous vérifions l'assertion faite

<sup>14</sup>Pour s'en convaincre on se rappellera que si la source est loin de l'axe optique de la lentille, elle n'est pas multiples fois imagée. Son image, située à l'extérieur des lignes critiques, ne peut alors correspondre qu'à un minimum du temps d'arrivée.

<sup>15</sup>Les valeurs de cisaillement externe couramment observées dans des mirages gravitationnels sont comprises entre 0 et 0,3.

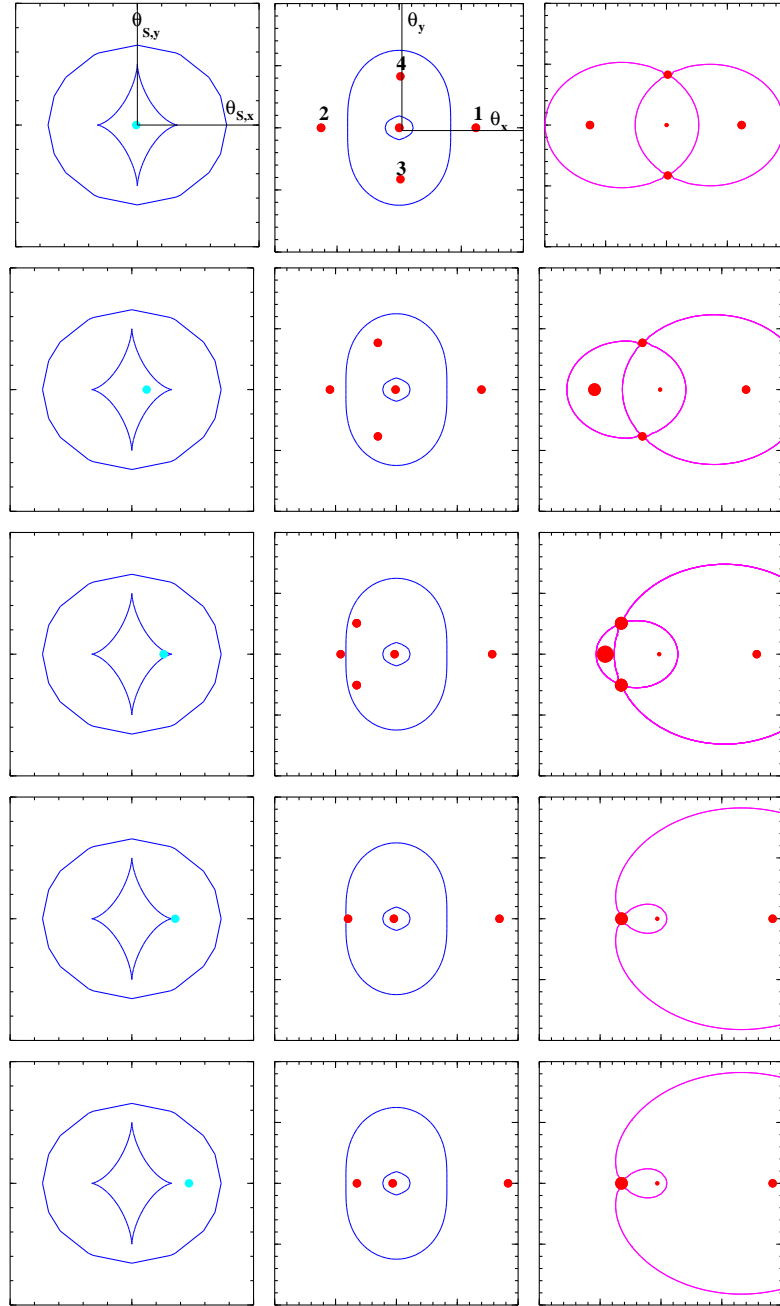


Figure 1.6: Configuration des images obtenues pour un modèle SINS+ $\gamma$  lorsque la source est déplacée le long du petit axe de la caustique ( $\theta_\gamma = 90^\circ$ ,  $\gamma=0.2$ ). Le panneau de gauche représente le plan source (agrandi d'un facteur 2 par rapport aux autres panneaux) et les lignes caustiques tangentielle (astroïde) et radiales (ellipse). Le panneau central représente le plan image et les lignes critiques correspondant aux lignes caustiques du panneau de gauche. Les images de la source sont représentées sous forme de points. Le panneau de droite représente l'isochrone critique et les positions des images par rapport à celle-ci. La taille des images sur ce panneau est proportionnelle à leur amplification.

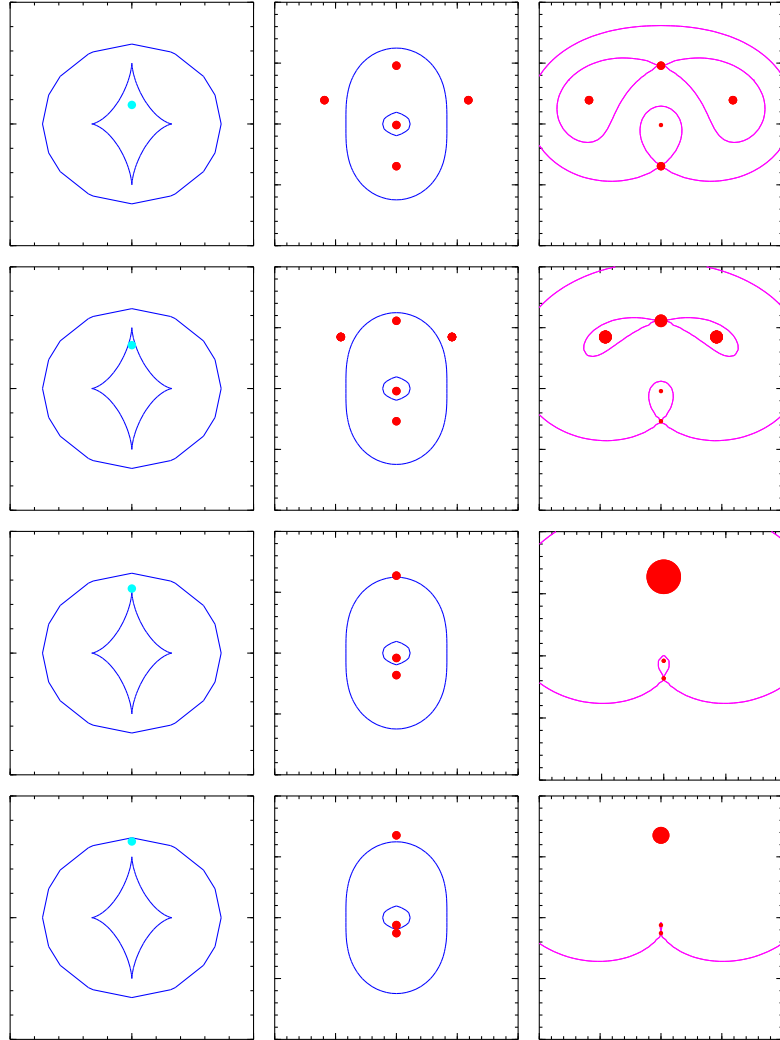


Figure 1.7: Même chose que la Figure 1.6 mais pour un déplacement de la source le long du grand axe de la caustique.

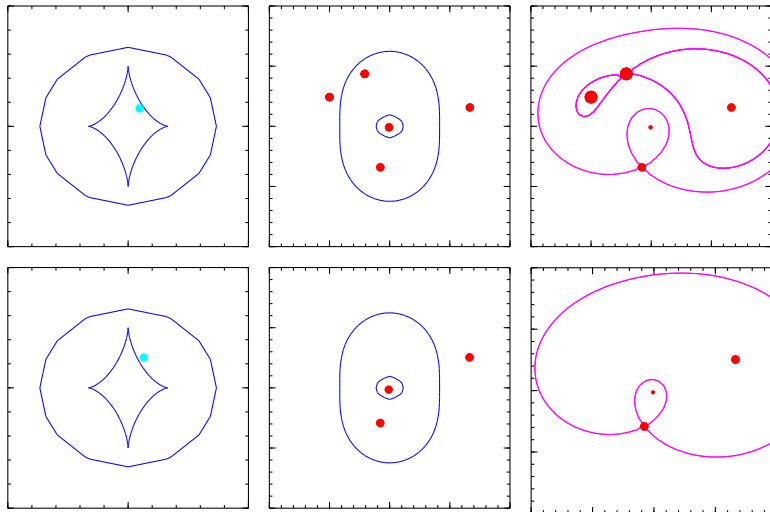


Figure 1.8: Même chose que la Figure 1.6 mais pour un déplacement de la source radial le long de la droite inclinée à  $+45^\circ$  par rapport à l'axe  $\theta_{S,x}$ .

précédemment selon laquelle lors de la traversée de la caustique, un *isochrone critique* en forme de lemniscate se crée (autour d'une image qui était précédemment un minimum) à l'intérieur d'un isochrone en forme de limaçon.

Enfin, bien qu'il n'y ait pas de solution analytique simple pour le cas où la source n'est pas située sur un des axes de symétrie du potentiel effectif, nous illustrons à la Figure 1.8 le cas où nous déplaçons la source radialement en nous éloignant de l'origine de sorte que celle-ci traverse une *fold*. Nous constatons alors un comportement différent puisqu'au lieu d'avoir trois images qui fusionnent en une seule, seules deux images fusionnent en se déamplifiant ; ces deux images ont totalement disparu après traversée de la caustique tangentielle.

### 1.1.10 Autres modèles de distribution de la masse dans la lentille

Il existe dans la littérature une pléthore de modèles paramétrisant la distribution de la masse dans le déflecteur. Ceux-ci sont hélas aussi sujets à des conventions de normalisation différentes qui empêchent malheureusement souvent une comparaison directe des résultats. Nous réalisons ici un bref aperçu des principaux modèles existants. L'hypothèse la plus simple pour construire un modèle est de considérer que la distribution de luminosité dans la galaxie est un bon traceur de la masse. Cette hypothèse de travail a conduit à considérer une densité de surface suivant une loi de de Vaucouleurs ou exponentielle. Plus récemment, les propriétés d'une lentille possédant une densité de surface ayant la forme d'un profil de Sersic ont également été étudiées (Cardone, 2004).

La densité de surface associée à ce profil a pour expression :

$$\Sigma(r) = \frac{M}{L} I_e \exp \left[ -b(n) \left[ \left( \frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right] \right], \quad (1.25)$$

où  $M/L$  est le rapport masse sur luminosité,  $r_e$  est le rayon effectif de la galaxie (i.e. rayon contenant la moitié du flux total dans la galaxie),  $I_e$  est l'intensité en  $r_e$  et  $b(n)$  est une constante pour  $n$  fixé.  $n$  est l'exposant du profil de Sersic. Ce dernier correspond à un profil de de Vaucouleurs si  $n=4$  et à un profil exponentiel si  $n=1$ . On peut également relier au modèle de de Vaucouleurs, le modèle de Hernquist (1990) dont la distribution de masse à 3 dimensions est de la forme :

$$\rho(r) = \frac{M}{\pi r} \frac{a}{(a+r)^3}, \quad (1.26)$$

et qui projeté à 2 dimensions correspond à un modèle de de Vaucouleurs pour  $a \sim 0,55R_e$ . L'approximation d'un modèle de de Vaucouleurs par un modèle de Hernquist est cependant incorrecte près du cœur de la galaxie. La densité de matière y varie en effet en  $1/r$  pour le modèle de Hernquist et en  $1/r^4$  pour une de Vaucouleurs de sorte que le modèle de Hernquist autorise plus facilement l'apparition d'une cinquième image centrale que le modèle de de Vaucouleurs<sup>16</sup>. En pratique, les modèles de Sersic, exponentiel et de Vaucouleurs sont très peu utilisés pour modéliser la distribution de masse des galaxies. En effet, il y a actuellement de nombreuses évidences observationnelles de l'existence d'un halo sombre dans les galaxies, ce qui rend caduque l'hypothèse selon laquelle la distribution de masse suit la distribution de luminosité.

La deuxième famille de modèles inclut des modèles trouvant leur origine dans notre connaissance de la dynamique stellaire. Le modèle générique est une loi de puissance de la forme (*Softened Power Law Sphere*; SPLS, Grogan & Narayan, 1996) :

$$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left( 1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{(n-2)/2}, \quad (1.27)$$

où  $r_c$  représente le rayon de cœur et  $n$  l'indice avec lequel la densité décroît en fonction du rayon. Ce modèle étant lui-même une extension du modèle d'une distribution de masse en loi de puissance développé par Wambsganss & Paczyński (1994). Pour  $n=1$  et  $r_c \rightarrow 0$ , on retrouve le modèle SIS.  $n=3$  correspond au profil de Hubble modifié et  $n=5$  au modèle de Plummer. Bien qu'il n'existe pas de version elliptique utile de ces modèles sous forme analytique, il existe des développements en série de Fourier de ces modèles avec un potentiel elliptique (e.g. Chae & Turnshek, 1998) qui permet l'inversion de l'équation de la lentille de façon numérique.

La preuve observationnelle que la densité de matière dans le cœur des galaxies est très concentrée a rendu moins intéressante l'utilisation de modèles possédant un rayon de cœur. Cela a conduit à l'utilisation d'une autre famille de modèles (Muñoz *et al.*, 2001) dont la distribution de masse à 3 dimensions est de la forme :

---

<sup>16</sup>On se rappellera que plus le profil central est concentré et plus la cinquième image est déamplifiée.

$$\rho(r) \propto \frac{1}{r^n} \frac{1}{(a^\alpha + r^\alpha)^{(m-n)/a}}, \quad (1.28)$$

Ces modèles possèdent une pente centrale  $\rho \propto r^{-n}$  qui décroît asymptotiquement comme  $\rho \propto r^{-m}$  ainsi qu’une cassure dans leur profil autour de  $r \sim a$ . La densité de surface à deux dimensions prend alors la forme :

$$\Sigma(r) \propto \Sigma_0 \frac{1}{r^{n-1}} \frac{1}{(a^\alpha + r^\alpha)^{(m-n)/a}}, \quad (1.29)$$

où l’on distingue facilement la parenté avec le modèle SPLS décrit par l’équation (1.27). Ce modèle est une généralisation de modèles tels que le modèle de Hernquist ( $n=1, m=4, \alpha=1$ ), de Jaffe (1983 ;  $n=2, m=4, \alpha=1$ ), de NFW (Navarro, Frenk & White, 1996 ;  $n=1, m=3, \alpha=1$ ) et de Moore *et al.* (1998 ;  $n=3/2, m=3, \alpha=1$ ).

Etant donné que l’hypothèse de symétrie circulaire est toujours fausse dans le cadre de la modélisation d’une lentille, il faut toujours inclure dans ces modèles un terme additionnel de cisaillement intrinsèque (équivalent à l’ellipticité intrinsèque de la lentille) et/ou un terme de cisaillement extérieur (causé par les galaxies voisines de la galaxie lentille). La Table 1.4 résume les différents modèles que nous venons d’exposer. Pour plus de détails concernant ceux-ci, on se rapportera aux références explicitées et aussi à e.g. à Schneider *et al.* (1992); Keeton (2001a), Kochanek, Schneider & Wambsganss (2004).

Modèle générique	Densité de surface	Cas particuliers
Sersic	$\Sigma(r) = \frac{M}{L} I_e \exp \left[ -b(n) \left  \left( \frac{r}{r_e} \right)^{1/n} - 1 \right  \right]$	de Vaucouleurs : $n=4$ Exponentiel : $n=1$
SPLS	$\Sigma(r) = \Sigma_0 \left( 1 + \frac{r^2}{r_c^2} \right)^{(n-2)/2}$	SIS : $n=1, r_c=0$ Hubble modifié : $n=3$ Plummer : $n=5$
“cuspy SPLS”	$\Sigma(r) \propto \Sigma_0 \frac{1}{r^{n-1}} \frac{1}{(a^\alpha + r^\alpha)^{(m-n)/a}}$	Hernquist : $n=1, m=4, \alpha=1$ Jaffe : $n=2, m=4, \alpha=1$ NFW : $n=1, m=3, \alpha=1$ Moore : $n=3/2, m=3, \alpha=1$

Table 1.4: Liste des principaux modèles génériques de la masse du déflecteur tels que décrit dans le texte.

### 1.1.11 Résumé des propriétés génériques

Nous allons résumer dans cette section les notions et propriétés importantes des lentilles gravitationnelles décrites dans les sections précédentes.

- Les deux *caustiques* dans le plan source séparent des régions produisant 1, 3 et 5 images. Ce dernier cas se produisant lorsque la source se situe à l’intérieur de la caustique

centrale. L'image de la source située près du déflecteur est généralement invisible car fortement déamplifiée (d'autant plus que le profil de masse de la lentille se rapproche d'un profil singulier), de sorte qu'on sépare généralement les mirages gravitationnels en systèmes doubles et quadruples (on parle alors dans la littérature de *quads*). Les systèmes ne rentrant pas dans ce cadre sont généralement des systèmes possédant plusieurs sources (B1933+507 ; Sykes *et al.*, 1998) ou une lentille particulièrement complexe (B1359+154 ; Myers *et al.*, 1999 ; voir aussi Rusin *et al.*, 2001).

- Les images des *caustiques* sont les *lignes critiques*. Ces lignes indiquant le changement de signe des valeurs propres de  $\mathbf{M}$ , on en déduit que si une image se situe à l'extérieur des deux lignes critiques, alors elle est un minimum du temps d'arrivée (2 valeurs propres positives) du front d'onde correspondant ; si elle se situe à l'intérieur d'une des deux lignes critiques, elle est un point selle du temps d'arrivée et enfin, si elle se situe à l'intérieur des deux lignes critiques, elle est un maximum.

- L'observation d'un système quadruple possédant quatre images situées plus ou moins à égales distances l'une de l'autre indique que la source est proche de l'axe optique (e.g. H1413+117, Q2237+0305, ...). L'observation d'un système quadruple possédant trois images sur le point de fusionner indique que la source se situe à l'intérieur d'un *cusp* (intersection entre deux branches -folds-). Un système quadruple fortement asymétrique et possédant deux de ses images proches l'une de l'autre est enfin souvent la signature d'un système possédant une source à l'intérieur de la caustique tangentielle et proche d'une *fold*.

## 1.2 Applications

Les mirages gravitationnels sont aujourd'hui suffisamment bien compris pour être utilisés comme des outils astrophysiques et cosmologiques. Aussi, les applications potentielles du phénomène de mirage gravitationnel sont-elles nombreuses. Le lecteur souhaitant une liste plus exhaustive consultera e.g. Blandford & Narayan (1992) ou Claeskens & Surdej (2002). Nous ne nous attardons dans cette section qu'à trois applications qui ont motivé une partie de notre travail : la détermination de la constante de Hubble (au travers de la mise en évidence de la variabilité de J1131-1231 ; Section 4.2), l'extinction dans la galaxie lentille (Sections 3.2 & 4.2) et l'effet de microlentille (Sections 3.2 & 4.2). Une quatrième application est décrite à la Section 1.3.3.

### 1.2.1 Délai temporel et mesure de $H_0$

Il s'agit sans doute ici de l'application la plus connue. C'est Sjur Refsdal (1964a) qui fut le premier à suggérer que la mesure du délai temporel entre les images multiples d'une source d'arrière-plan pouvait conduire à la détermination de  $H_0$  indépendamment de tout étalon de distance primaire. On peut montrer (voir e.g. Claeskens & Surdej, 2002) que le délai temporel entre deux images est inversement proportionnel à  $H_0$  mais dépend aussi de nombreux autres éléments :

$$\Delta t_{i,j} = H_0^{-1} (1 + z_D) D(Z_D, z_s, \Omega_{\text{tot}}, \Omega_\Lambda) f(\vec{\theta}_i, \vec{\theta}_j, \text{modèle de lentille}), \quad (1.30)$$

où  $D = D_{OD}D_{OS}/D_{DS}$  et  $f$  est un modèle de lentille dépendant des positions des images observées  $\vec{\theta}_i$  et  $\vec{\theta}_j$ .

La détermination de la constante de Hubble nécessite donc une mesure précise du délai temporel entre les images multiples de la source. Mais, comme l'indique la relation (1.30), cette mesure seule ne conduit pas à une valeur univoque de  $H_0$ . Ainsi, est-il nécessaire de déterminer les autres paramètres entrant dans cette relation. Certains sont généralement faciles à évaluer comme le décalage vers le rouge de la source et du déflecteur et les positions relatives des images multiples. Les paramètres cosmologiques ( $\Omega_{\text{tot}}$  et  $\Omega_{\Lambda}$ ) ont une influence faible sur la valeur de  $H_0$  (de l'ordre de 10%). L'élément clef se cache en fait dans la connaissance du modèle de lentille. En effet, il existe différents modèles de lentille qui peuvent reproduire les positions des images mais qui prédisent des délais temporels différents et donc des valeurs dérivées de  $H_0$  très différentes. Il s'agit là du problème de dégénérescence que nous avons déjà mentionné au travers de la relation (1.19) et initialement soulevé par Falco *et al.* (1985).

En conséquence, la détermination de la constante de Hubble grâce à la mesure du délai temporel entre les images multiples d'un mirage gravitationnel nécessite de briser cette dégénérescence en apportant des contraintes indépendantes sur le modèle de masse telles que des contraintes dynamiques (Koopmans *et al.*, 2003). Une autre approche consiste à augmenter le nombre d'observables. Cela peut se faire si la source est complexe (e.g. York *et al.*, 2005) ou si des images étendues (i.e. anneau d'Einstein) de celle-ci sont observées. Dans ce cadre, la lentille que nous avons découverte (Section 4.1) est particulièrement intéressante vu la brillance de son anneau d'Einstein. Cependant, l'apport de l'anneau d'Einstein pour briser la dégénérescence entre différents modèles de masse reste matière à débat (Saha & Williams, 2001) et il n'est pas encore clair à l'heure actuelle que la détection de celui-ci permette de réduire significativement les incertitudes sur le modèle de lentille.

### 1.2.2 Extinction dans la galaxie lentille

Comme nous l'avons déjà signalé dans la Section 1.1, l'hypothèse d'une galaxie lentille transparente est en pratique rarement vérifiée (du moins dans le domaine des longueurs d'ondes visibles). En effet, bien que la grande majorité des galaxies lentilles soient des galaxies elliptiques (moins riches en poussières que les galaxies spirales), des effets d'extinction différentielle sont couramment observés entre les images multiples de mirages gravitationnels. Ainsi, le système double PMN J2004-1349 possède l'une de ses images "éteinte" de 3 magnitudes dans la bande V à cause de la poussière présente dans les bras spiraux de la galaxie lentille (Winn *et al.*, 2003).

L'extinction peut être gênante pour de nombreuses études (comme les études statistiques) mais on peut également voir celle-ci comme un avantage. Sa détection suggère en effet la possibilité de déterminer la courbe d'extinction de galaxies lentilles à partir des variations chromatiques observées entre les rapports de flux des différentes images multiples d'un



système. Ce travail permet ainsi d'étudier de façon unique<sup>17</sup> les propriétés de la poussière dans des galaxies "plus jeunes" que celles que nous trouvons dans notre environnement proche (e.g. Toft *et al.*, 2000; Surpi & Blandford, 2003; Mediavilla *et al.*, 2005). L'étude de l'extinction différentielle des images multiples d'un quasar permet aussi en principe de déterminer le décalage vers le rouge de la lentille lorsque celui-ci ne peut être déterminé spectroscopiquement (Jean & Surdej, 1998). Nous remarquerons cependant que l'étude de l'extinction dans la galaxie lentille repose toujours sur l'hypothèse selon laquelle une des images du quasar multiple ne subit aucune extinction. Il a ainsi été récemment montré (McGough *et al.*, 2005) qu'une faible violation de cette hypothèse pouvait conduire à une mesure aberrante de la loi d'extinction de la galaxie lentille.

### 1.2.3 Effet de microlentille gravitationnelle

On parle d'effet de microlentille gravitationnelle lorsque la séparation entre les images créées par le déflecteur est de l'ordre de la micro-seconde d'arc. Un tel phénomène peut se produire lorsque le déflecteur est peu massif, comme une étoile par exemple. La probabilité qu'une étoile de notre galaxie produise un effet de microlentille gravitationnelle est très faible étant donné la faible chance qu'a celle-ci d'être parfaitement alignée avec un objet d'arrière-plan. Par contre, lorsqu'un QSO est multi-imagé par une galaxie d'avant-plan (effet de macro-lentille), la probabilité qu'une étoile de cette dernière se trouve alignée avec une des macro-images est nettement plus élevée. Ainsi, comme l'ont montré Witt, Mao & Schechter (1995), la profondeur optique d'un événement microlentille dans un système quadruplement imagé est de l'ordre de l'unité de sorte qu'à tout instant, on s'attend à ce que l'une des images multiples subisse un effet de microlentille. La séparation entre les micro-images étant de l'ordre de  $10^{-6}$  ", ces dernières ne sont bien entendu pas séparables optiquement. Aussi n'a-t-on accès qu'à la variation temporelle du flux de la macro-image qui est décorrélée des variations observées dans les autres images<sup>18</sup>.

L'effet de microlentille constitue un effet gênant pour la mesure du délai temporel entre deux images multiples. Il s'établit également comme un formidable outil pour étudier des structures de petite taille dans la source. En effet, le flux qui subit un effet de microlentille n'est qu'une petite fraction du flux de la source ; fraction correspondant typiquement à la taille de la microcaustique projetée dans le plan source. La dimension typique couverte par cette dernière correspond environ à une dimension de  $10^{-3}$  pc dans le plan source, soit environ la taille du continu du quasar. Ce constat a conduit Wambsganss & Paczyński (1991) à prédire la chromaticité de la variation de flux causée par l'effet de microlentille en raison de la différence chromatique de la taille du continu du quasar. Plus récemment, la dimension des zones d'émission des raies larges des QSOs a été revue à la baisse (Wandel *et al.*, 1999; Kaspi *et al.*, 2000) suggérant que l'effet de microlentille pourrait également modifier le profil des raies en émission des quasars (e.g. Abajas *et al.*, 2002).

<sup>17</sup>A notre connaissance, pour des objets extragalactiques, seule la poussière dans les galaxies hôtes de quasar peut être étudiée (Pitman *et al.*, 2000; Maiolino *et al.*, 2004).

<sup>18</sup>Plus précisément, la variation intrinsèque de la source est superposée à la variation extrinsèque causée par l'effet de microlentille.

## 1.3 Contexte cosmologique

### 1.3.1 Les paramètres cosmologiques

Le modèle cosmologique de “Friedmann-Lemaître-Robertson-Walker” (FLRW) est défini par trois constantes :  $k$  qui caractérise sa courbure,  $\rho_0$  qui correspond à sa densité actuelle et la constante cosmologique  $\Lambda$ . Même si ces trois grandeurs suffisent à caractériser la dynamique d’un Univers de type FLRW, il est actuellement plus courant de regrouper sous le terme *paramètres cosmologiques* de nombreux autres paramètres qui rendent compte de sa composition (photons, neutrinos, baryons, matière exotique, “Energie sombre”). Le budget “massique” de l’Univers est en effet la clef qui permet de prédire son histoire. Nous rappelons très brièvement dans cette section la signification des paramètres cosmologiques principaux rencontrés dans la littérature. Aux paramètres associés à un modèle FLRW, les cosmologistes ajoutent encore des paramètres qui décrivent la nature des fluctuations quantiques de l’Univers primordial. Nous reprenons les valeurs actuellement estimées de ces paramètres dans la Table 1.5. En pratique, dans le présent travail, seules les valeurs de la constante de Hubble, de la densité de matière et de la densité d’énergie sombre nous ont été utiles car intervenant directement dans le calcul des distances. Les valeurs utilisées dans les Chapitres 3 et 4 sont rappelées en début de chaque article. A l’exception de l’article consacré à la détermination de la masse de Q1548+114A et de Q1148+0055B (Section 3.1), les valeurs que nous avons utilisées sont proches des valeurs de la Table 1.5.

Symbole	Nom	Valeur
<b>Paramètres globaux</b>		
$h$	Constante de Hubble	$0,71^{+0,04}_{-0,03}$
$\Omega_b$	Paramètre de densité baryonique	$0,044 \pm 0,004$
$\Omega_m$	Paramètre de densité de matière	$0,27 \pm 0,04$
$\Omega_\nu$	Paramètre de densité de neutrinos <sup>a</sup>	$0,001-0,05$
$\Omega_{\text{tot}}$	Paramètre de densité totale	$1,02 \pm 0,02$
$t_0$	Age de l’Univers	$13,7 \pm 0,2$ Gyr
<b>Paramètres associés aux fluctuations</b>		
$n$	Index spectral du spectre de puissance	$0,93 \pm 0,03$
$dn/d\ln k$	Dérivée de l’indice spectral	$-0,031^{+0,016}_{-0,018}$
$\sigma_8$	Amplitude de la fluctuation de masse à 8 Mpc	$0,84 \pm 0,04$

<sup>a</sup> Limite inférieure sur base de l’expérience de SuperKamiokande (Fukuda *et al.*, 2002) ; limite supérieure déduite des formations de structures dans le 2dFGRs (Elgarøy *et al.*, 2002).

Table 1.5: Paramètres cosmologiques déduits principalement de la combinaison des expériences WMAP, CBI (Pearson *et al.*, 2003), ACBAR (Kuo *et al.*, 2004), 2dFGRS (Percival *et al.*, 2001) et Ly $\alpha$  (Croft *et al.*, 2002; Gnedin & Hamilton, 2002). Ces paramètres sont extraits de Spergel *et al.* (2003). Les barres d’erreur représentent un niveau de confiance de 68%.

Pour caractériser le taux actuel d'expansion de l'Univers, on définit la constante de Hubble  $H_0 = \dot{a}/a(t_0)$  (où  $a(t)$  est le facteur d'échelle de l'Univers). Celle-ci est souvent écrite en unité de  $100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ . Sa valeur permet de déterminer une échelle de longueur et de temps approximative de l'Univers observable<sup>19</sup> :

$$\begin{aligned} H_0 &\equiv 100 h \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \\ cH_0^{-1} &= 3000 h^{-1} \text{ Mpc}, \\ H_0^{-1} &= 3,09 \cdot 10^{17} h^{-1} \text{ s} = 3,77 \cdot 10^9 h^{-1} \text{ ans} \end{aligned} \quad (1.31)$$

On définit également la densité critique  $\rho_c$  qui est la densité d'énergie d'un Univers plat ( $k=0$ ) sans constante cosmologique :

$$\begin{aligned} \rho_c &\equiv \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 1,88 h^2 10^{-29} \text{ g/cm}^3 \\ &= 2,77 h^{-1} 10^{11} M_\odot / (h^{-1} \text{ Mpc})^3 \\ &= 11,26 h^2 \text{ protons/m}^3 \end{aligned} \quad (1.32)$$

où  $M_\odot = 1,989 \cdot 10^{30} \text{ kg}$  est la masse du Soleil,  $G = 6,67 \cdot 10^{-30} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$  est la constante de la gravitation universelle. Cette densité critique correspond donc pour  $h=0,7$  à environ 6 protons par  $\text{m}^3$ .

A partir de la densité critique, on définit le paramètre sans dimension de densité cosmologique  $\Omega_{\text{tot}}$  :

$$\Omega_{\text{tot}} \equiv \frac{8\pi G}{3H_0^2} \rho(t_0) = \frac{\rho}{\rho_c}(t_0), \quad (1.33)$$

évalué à l'époque actuelle  $t_0$ .

Il est également commode d'introduire  $\Omega_i \equiv \rho_i/\rho_c$  pour les différentes formes de matière ( $\Omega_m$ ) et pour la radiation ( $\Omega_R$ ). La contribution à la densité d'énergie de l'Univers présente sous forme radiative est à l'heure actuelle très petite ( $\Omega_R = 2,4 \times 10^{-5} h^{-2}$ ). On définit  $\Omega_b$  pour la matière baryonique,  $\Omega_{\text{DM}}$  pour la matière exotique (*Dark Matter* en anglais),  $\Omega_\nu$  pour les neutrinos peu massifs ( $\Omega_\nu$  est également très petit et généralement négligeable). On définit enfin également un paramètre de densité cosmologique associé à la constante cosmologique :

$$\Omega_\Lambda \equiv \frac{\Lambda c^2}{3H_0^2}, \quad (1.34)$$

ce dernier étant également parfois notée  $\lambda_0$ <sup>20</sup>. Enfin, on remarquera que l'on peut relier les paramètres de densité que nous avons introduit à  $\Omega_{\text{tot}}$ , grâce à la relation :

$$\Omega_{\text{tot}} \equiv \sum_i \Omega_i + \Omega_\Lambda. \quad (1.35)$$

<sup>19</sup>  $H_0$  a pour dimension l'inverse d'un temps. On remarquera que 1 Mpc correspond à  $3,09 \cdot 10^{19} \text{ km}$ .

<sup>20</sup> Dans les Chapitres 3 et 4, le lecteur nous verra faire référence à 3 paramètres cosmologiques qui entrent explicitement dans le calcul des distances :  $H_0$ ,  $\Omega_0$  ( $\Omega_m$ ) et  $\lambda_0$  ( $\Omega_\Lambda$ ).

Les autres paramètres cosmologiques importants caractérisent les perturbations à l'homogénéité de l'Univers primordial. Celles-ci sont décrites par un spectre de puissance (qui correspond à la transformée de Fourier de la fonction de corrélation à 2 points de la densité de perturbation<sup>21</sup>)  $P(k) \propto k^n$  où  $k = 2\pi/\lambda$  est le nombre d'onde associé à la longueur d'onde de la fluctuation. Le paramètre  $\sigma_8$  indique l'amplitude des fluctuations à l'échelle de  $8h^{-1}$  Mpc. Ces déviations à l'homogénéité de l'Univers primordial sont à l'origine de la formation des grandes structures (i.e. galaxies, amas de galaxies, ...). Un des modèles les plus communément admis reliant les fluctuations primordiales à la formation des grandes structures est le modèle de la matière exotique froide aussi appelé *Cold Dark Matter* que nous décrivons brièvement dans la section suivante.

### 1.3.2 Le paradigme CDM

Les premières indications selon lesquelles toute la matière dans l'Univers n'est pas sous forme lumineuse sont à rechercher chez Oort (1932) et chez Zwicky (1933). Le premier déduisant de l'étude de la vitesse des étoiles proches que 50% de la masse n'était pas sous forme lumineuse et le second concluant à partir de la mesure de la dispersion de vitesse des galaxies dans l'amas de Coma que la proportion de matière non lumineuse devait être entre 10 et 100 fois plus grande que celle de matière lumineuse. Dans les années 70, l'étude des courbes de rotation des galaxies a également montré que les vitesses des étoiles à grandes distances du bulbe étaient trop élevées par rapport à ce qui pouvait être inféré du profil de luminosité galactique. Ces preuves observationnelles ont donné naissance au concept de matière sombre (*Dark Matter*) (que nous qualifions ici d'*exotique* afin de la distinguer de la matière baryonique non lumineuse).

A l'heure actuelle, on estime que 80% de la matière dans l'Univers est exotique (i.e. non baryonique; cf Table 1.5). Le paradigme exposé dans cette section a pour but de décrire les caractéristiques de cette matière exotique et son rôle dans la création des structures observées dans l'Univers (i.e. galaxies, amas de galaxies, etc ...).

De par sa nature, la matière exotique doit interagir très faiblement avec la matière ordinaire. Elle pourrait être constituée de particules qui, soit possèdent une vitesse relativiste aux premiers instants de l'Univers (à typiquement  $z \sim 10^6$ ), soit possèdent une vitesse non relativiste (White & Rees, 1978). Depuis le début des années 80 (Bond *et al.*, 1984; Primack & Blumenthal, 1984), on parle pour les premières de matière exotique chaude (*Hot Dark Matter* ou *HDM*) et pour les secondes de matière exotique froide (*Cold Dark Matter* ou *CDM*). L'un des grands succès de l'introduction de matière exotique (HDM ou CDM) dans le modèle cosmologique a été de prédire la formation de structures. Dans le premier cas (i.e. HDM), ces dernières seraient apparues suivant un scénario *haut-bas* (ou *top-down*). Celui-ci conduit d'abord à la formation des grandes structures qui ensuite se fragmenteraient pour former les galaxies et les amas de galaxies. Dans le second cas, le CDM prédit le scénario inverse où les amas de galaxies seraient des structures apparues

---

<sup>21</sup>Voir e.g. Webster (1976) pour une introduction à l'analyse en spectre de puissance.

Figure 1.9: Spectre de puissance déduit de l'observation des grandes structures : comparaison des résultats obtenus à partir du SDSS (Tegmark *et al.*, 2004), du 2dFGRS (Percival *et al.*, 2002), de l'APM survey (Efsthathiou & Moody, 2001), du CfA/updated Zwicky catalogue (Huchra *et al.*, 1990; Falco *et al.*, 1999), du PSCz survey (Saunders *et al.*, 2000) et des résultats obtenus en 1994 par Peacock & Dodds (1994) (PD94). [Figure extraite de Tegmark *et al.* (2004).]

récemment dans l'histoire de l'Univers.

Observationnellement, le modèle HDM doit faire face à de nombreux problèmes (voir Primack & Gross, 2001) dont l'un des plus évidents est l'existence de galaxies à des décalages vers le rouge supérieurs à  $z \sim 3$ , à une époque où le scénario ne prédit encore aucune proto-galaxie. Aussi, à l'heure actuelle, le modèle le plus en accord avec les observations est le modèle CDM<sup>22</sup>. Cet accord est illustré par le très bon ajustement du spectre de puissance  $P(k)$ , prédit à partir des simulations à N corps issus des modèles CDM, sur le spectre de puissance reconstruit à partir de la fonction de corrélation angulaire à 2 points des galaxies des catalogues 2dF et SDSS (Figure 1.9 et Tegmark *et al.*, 2004).

### 1.3.3 Le CDM et les lentilles gravitationnelles

Même si le CDM est assez bien confirmé à grande échelle, ses prédictions semblent mises en défaut à plus petite échelle (voir Ostriker & Steinhardt, 2003; Moore, 2001). En effet, les simulations numériques prédisent un nombre de sous-structures dans les galaxies et une quantité de galaxies satellites beaucoup plus importante que ce qui est observé (e.g. Kauffmann *et al.*, 1993; Moore *et al.*, 1999). On s'attend grossièrement à ce que 5

---

<sup>22</sup>On remarquera qu'il existe de très nombreuses variantes de ce modèle (Ostriker & Steinhardt, 2003).

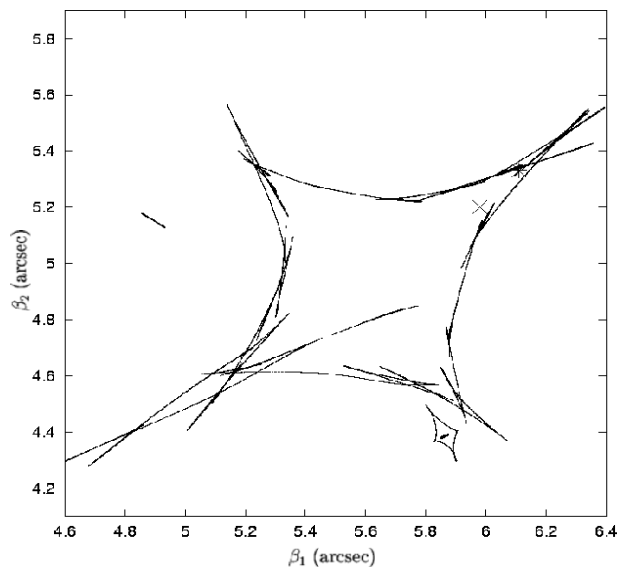


Figure 1.10: Caustiques du système B1422+231 en présence de sous-structures dans la galaxie lentille. La déformation de la caustique indique l’effet des sous-structures sur l’amplification. [Crédit Bradač *et al.* (2002)]

à 10% de la masse galactique soit sous forme de sous-structures et de galaxies naines. Il n’est pas encore clair à l’heure actuelle si le manque de galaxies naines observées dans le voisinage de la Voie Lactée est dû au fait que ces sous-structures n’apparaissent simplement pas sous forme lumineuse (i.e. il pourrait y avoir un processus astrophysique qui empêche la formation d’étoiles dans ces petits halos; Klypin *et al.*, 1999) ou si celles-ci sont réellement absentes, ce qui nécessiterait une modification importante du modèle CDM. Il est par contre intéressant de remarquer (Kochanek, Schneider & Wambsganss, 2004) que grossièrement entre 1 et 2% de la masse d’une galaxie à l’intérieur de son rayon d’Einstein devrait se trouver sous forme de sous-structures<sup>23</sup>. Par ailleurs, nous avons noté précédemment (Section 1.1.6) que l’amplification est donnée par la dérivée seconde du potentiel gravitationnel alors que les positions des images sont données par la dérivée première. Il en découle donc que la présence de sous-structures dans le potentiel gravitationnel va modifier les rapports de flux sans modifier significativement les positions des images. Cette idée a été développée pour la première fois par Mao & Schneider (1998) afin d’expliquer les rapports de flux observés dans le système B1422+231 (Patnaik *et al.*, 1992). Elle fut reprise notamment par (Metcalf & Madau, 2001; Chiba, 2002) qui imaginèrent alors les lentilles comme un outil permettant de sonder la quantité de sous-structures dans les galaxies en étudiant la quantité de lentilles possédant des flux dits “anormaux”. La modification de la caustique (et *a fortiori* des rapports de flux) lorsqu’on considère une galaxie lentille construite à partir d’une simulation à N corps est illustrée par la Figure 1.10.

<sup>23</sup>Ce chiffre est peut-être surrestimé si l’on remarque que la fraction de sous-structures prédites par le CDM est fonction de la distance (Oguri & Lee, 2004; Oguri, 2004).



Cette application cosmologique récente des lentilles gravitationnelles a attiré notre attention lors de la découverte du système J1131-1231 (Section 4.1). La présence de rapports de flux anormaux dans ce dernier (à l'époque de sa découverte), suggérait un effet des sous-structures dans cette lentille (Keeton *et al.*, 2003). Les rapports de flux ayant été mesurés dans le domaine optique, ils étaient sensibles à des contaminations (extinction, effet microlentille). Cela a motivé une partie du travail réalisé dans la Section 4.2 visant à établir quel était le niveau de “contamination” et quelles valeurs de rapports de flux “décontaminées” pouvaient être inférées par nos observations.



# Chapitre 2

## Techniques de base sous-jacentes à notre étude observationnelle

” Se donner du mal pour les  
petites choses, c’est parvenir  
aux grandes, avec le temps.”  
S. Beckett

Le travail rassemblé dans cette thèse se base sur des données récoltées aux longueurs d’onde visible et proche infra-rouge à l’aide de télescopes au sol et grâce au télescope spatial Hubble (HST). La Table 2.1 synthétise les caractéristiques de l’ensemble des données sur lesquelles nous avons travaillé activement et qui sont exposées dans les Chapitres 3 et 4. Une brève description des instruments utilisés est reprise à l’intérieur des articles décrivant nos résultats (Chapitres 3 et 4). Dans ce chapitre, nous expliquons brièvement quelles ont été les techniques de réduction que nous avons utilisées pour les différents domaines de longueurs d’onde. Nous expliquons ensuite les méthodes d’ajustement de PSFs et de déconvolution qui nous ont permis de réaliser des mesures photométriques et astrométriques des différentes composantes de mirages gravitationnels avec une bonne précision. Finalement, nous envisageons la question de la modélisation des mirages gravitationnels au travers des deux programmes publics `lensmodel` et `Pixelens`.

### 2.1 Techniques standard de réduction

Avant toute analyse scientifique, il est impératif de corriger de leurs défauts les données brutes obtenues avec un instrument. Ce processus de correction constitue le *pré-traitement*. Nous considérons les CCDs comme suffisamment bien connus en physique expérimentale que pour ne pas en rappeler les principes. Nous nous référons au cours de “Méthodes Physiques de l’Astrophysique observationnelle” de P. Magain ou au cours “d’Astrophysique et Techniques spatiales” de Jean Surdej pour plus de détails.

Les objets étudiés au cours de ce travail possédant un bon rapport signal/bruit, le pré-traitement a été réalisé grâce à des procédures standard<sup>1</sup> nous permettant d’obtenir une photométrie relative précise à typiquement quelques pour cent. Notre utilisation des techniques de réduction s’est faite principalement au travers des logiciels MIDAS et IRAF.

---

<sup>1</sup>Dans le cas contraire, nous avons spécifié les aspects non standards de la réduction dans l’article correspondant à celle-ci ; e.g. données CFHT-IR.

Instrument	Télescope	Type	Section	Demande de temps
WFPC2†	HST	Imagerie visible	3.1 & 3.2	PI : Surdej
EMMI†	ESO NTT	Spectroscopie visible	4.1	Nuits de test
EMMI†	ESO NTT	Imagerie visible	4.1	Nuits de test
EFOSC2	ESO 3.6m	Imagerie V (mode polarimétrique)	4.1	PI : Sluse
SOFI	ESO NTT	Imagerie proche IR	4.2	PI : Bremer/Jean
FORS2	ESO UT4 (VLT)	Imagerie visible	4.2	PI : Sluse
FORS1†	ESO UT1 (VLT)	Imagerie visible	4.2	PI : Pierre/Garcet
ISAAC	ESO UT1 (VLT)	Imagerie proche IR	4.2	PI : Claeskens (DDT)
CFHT-IR	CFHT	Imagerie proche IR	4.2	PI : Sluse
NICMOS†	HST	Imagerie proche IR	4.2	PI : Cabanac
				PI : Kochanek

Table 2.1: Synthèse des données sur lesquelles nous avons travaillé activement (i.e. de la réduction à l'analyse). Pour les données marquées d'un †, nous n'avons pris part au processus de réduction que de façon partielle.

### 2.1.1 Pré-traitement

Le pré-traitement consiste à corriger les images des artefacts additifs et des artefacts multiplicatifs, c'est-à-dire du biais (l'offset appliqué au CCD) et du champ plat (correction de la non uniformité inter-pixels). Ce dernier, comme toute image astronomique, devant également être corrigé du biais. Le pré-traitement se résume donc à :

$$\text{image corrigée} = \frac{\text{image brute} - \text{biais}}{\text{champ plat} - \text{biais}}. \quad (2.1)$$

D'autres défauts peuvent également altérer la qualité des images. Ceux-ci sont les mauvais pixels (pixels dont la réponse est non linéaire) et les impacts de rayons cosmiques. Lorsque cela nous est apparu nécessaire, les premiers ont été identifiés en divisant deux champs plats possédant des temps d'exposition différents alors que les seconds, n'étant pas reproduits d'une image à l'autre, ont été identifiés par comparaison de différentes images du même champ. Les pixels affectés ont été corrigés soit en remplaçant leur valeur par la moyenne des pixels voisins (pour les mauvais pixels), soit en remplaçant par la médiane le flux au pixel défectueux (impact de rayons cosmiques). Dans tous les cas, ces corrections ne sont que cosmétiques (l'information dans le pixel touché est perdue et donc non utilisée). Aussi, avons-nous gardé leur trace dans le fichier d'erreur associé à l'image (en affectant une grande valeur de  $\sigma$  à ces pixels).

### 2.1.2 Imagerie

Nous résumons les différentes étapes de la réduction des données photométriques dans la Table 2.2. On y remarque que nous avons procédé à une réduction classique incluant le pré-traitement des images décrit dans la Section 2.1.1, le traitement des images compre-

Visible	Proche infra-rouge
<b>Pré-traitement</b>	
Soustraction du biais. Division par le champ plat.	Division par le champ plat.
<b>Traitement des images individuelles<sup>†</sup></b>	
Estimation et soustraction du fond de ciel <sup>‡</sup> . Estimation du décalage relatif entre les images.	
<b>Mesure de la magnitude des objets ponctuels</b>	
Photométrie par ajustement de PSF ou déconvolution. Exceptionnellement photométrie d'ouverture.	
<b>Mesure de la magnitude des objets étendus</b>	
Ajustement de profils galactiques bidimensionnels.	Non réalisé.
<b>Etalonnage photométrique</b>	
Pré-traitement des images de standards photométriques. Mesure de leur magnitude (photométrie d'ouverture). Calcul du point zéro et des coefficients d'extinction atmosphérique. Calcul des magnitudes des objets.	

<sup>†</sup>Pour les images au sol. Pour les images HST, cela a été réalisé au travers du pipeline HST.

<sup>‡</sup>Détails dans les articles.

Table 2.2: Résumé des différentes étapes de la réduction des données photométriques.

nant la mesure du fond de ciel et du décalage spatial entre les images et enfin les mesures photométriques et leur calibration sur base de l'observation de standards photométriques. On notera néanmoins quelques différences entre le traitement et le pré-traitement des images obtenues dans les domaines visible et proche infra-rouge. Nous en expliquons les raisons dans les paragraphes suivants.

### Domaine visible

Notre travail visant principalement à l'évaluation de la photométrie relative des composantes (angulairement proches) de mirages gravitationnels, nous avons utilisé pour la photométrie les méthodes de déconvolution et d'ajustement de PSF détaillées dans les Sections 2.2 et 2.3. Par ailleurs, les différentes images (au sol) étant obtenues à des masses d'air différentes, nous les avons corrigées de l'extinction atmosphérique selon la formule :

$$m_{\text{corr}} = m_{\text{instr}} + 2,5 * \log(t) - a * c_{\text{ext}}, \quad (2.2)$$

où  $m_{\text{instr}}$  est la magnitude mesurée sur l'image,  $t$  est le temps d'exposition,  $c_{\text{ext}}$  est le coefficient d'extinction atmosphérique en magnitude par unité de masse d'air et  $a$  est la masse d'air ( $a = \sec(z) = 1/\cos(z)$ , où  $z$  est la distance zénitale de l'objet). Le coefficient d'extinction étant le coefficient moyen du site d'observation obtenu auprès de l'observatoire. En procédant de la sorte, nous obtenons une photométrie précise à typiquement quelques pour cent pour les cibles étudiées. La magnitude instrumentale ainsi mesurée a ensuite été (lorsque les conditions étaient photométriques) reconvertie dans le système de Véga grâce à l'observation de standards photométriques. On se référera aux articles du Chapitre 4 pour plus de détails. Concernant la photométrie HST, la calibration photométrique se fait grâce au point zéro de l'instrument qui est régulièrement recalibré. Pour plus de détails, on se référera aux Sections 3.1, 3.2 et 4.2 (références dans les articles).

## Domaine proche infra-rouge

Les caméras utilisées dans le proche infra-rouge (typiquement entre  $1\mu\text{m}$  et  $2,5\mu\text{m}$ ) diffèrent sensiblement des détecteurs CCD utilisés dans le visible. Le substrat utilisé n'est pas du silicium mais du HgCdTe et le mode de lecture est différent. En raison du "fond de ciel" important dans le proche infra-rouge, le temps d'exposition maximum doit être très court (i.e. il peut descendre à 6s dans la bande Ks avec ISAAC). De ce fait, les données brutes constituent généralement une moyenne de  $NDIT$  sous expositions de  $DIT$  secondes (e.g. Lidman *et al.*, 2003).

L'imagerie infra-rouge se distingue de l'imagerie visible par la rapide variabilité et le niveau important du fond de ciel. Celui-ci implique l'utilisation de la technique observationnelle dite de *noding*. On décale alors chaque image l'une par rapport à l'autre de quelques dizaines de secondes d'arc <sup>2</sup>. A partir de ces différentes poses, on construit un fond de ciel médian à partir d'un sous ensemble de poses obtenues à des moments très proches. Cette technique offre l'avantage indirect de soustraire simultanément le courant d'obscurité des images (ceci explique pourquoi nous n'avons pas explicité pour le proche infra-rouge l'étape de soustraction du biais dans la Table 2.2). Le haut niveau de fond de ciel implique cependant une photométrie moins précise (l'erreur typique est de 0,05 mag) dans ce domaine. Pour le reste du processus, les corrections d'extinction et la calibration photométrique sont semblables à ce qui a été réalisé dans le domaine visible. La calibration des images spatiales (NICMOS) est détaillée dans la Section 4.2.

### 2.1.3 Spectroscopie dans le domaine visible

La spectroscopie ne diffère de l'imagerie que par l'introduction d'un prisme (ou d'un grism) et d'une fente devant le CCD. Les données sont bien entendu pré-traitées suivant la procédure décrite dans la Section 2.1.1. Etant donné que nous souhaitons uniquement identifier le système J1131-1231 (Section 4.1), déterminer le décalage vers le rouge de la source et celui de la galaxie lentille, la réduction ne nécessitait pas de précaution particulière et a été réalisée de manière standard selon les différentes étapes reprises ici après.

---

<sup>2</sup>Si le champ est fort rempli, il est plus adéquat d'alterner une pose "sur l'objet" avec une pose sur une zone du ciel moins remplie (technique dite du *chopping*).

L'extraction du spectre inclut les trois opérations suivantes :

- Réaliser le choix d'une ouverture dans laquelle on va extraire le spectre. En d'autres termes il s'agit de déterminer une "boîte", dont la largeur est définie suivant la direction spatiale du spectre et la longueur suivant sa direction de dispersion, contenant le flux/spectre de l'objet.
- Redresser le spectre dont la direction de dispersion n'est généralement pas alignée parfaitement avec une colonne (ou ligne) du CCD et doit donc être ajustée et redressée.
- Sélectionner deux zones de part et d'autre du spectre dans lesquelles on estime le fond de ciel.

Le spectre unidimensionnel ainsi extrait est une moyenne pondérée suivant le profil spatial (correspondant principalement à l'élargissement par la PSF instrumentale) de l'image bidimensionnelle dont on a soustrait le ciel. Afin de calibrer le spectre en longueur d'onde, on extrait ensuite un spectre similaire d'une image de calibration, cette dernière correspondant au spectre d'une lampe possédant des raies en émission à des longueurs d'onde connues. Une fois identifiées les raies en émission sur le spectre de calibration, on associe la solution trouvée  $y(\lambda)$  ( $y(\lambda)$  est en général un polynôme d'ordre 2-3 qui relie la position  $y$  à la longueur d'onde  $\lambda$ ) au spectre de l'objet. L'ultime opération consiste à corriger le spectre de la courbe de réponse du CCD et de l'extinction atmosphérique. La correction d'extinction se fait en utilisant un spectre observationnel de l'extinction atmosphérique pour le lieu d'observation. La correction de la courbe de réponse instrumentale se fait en observant une étoile standard et en extrayant son spectre de la même façon que pour la cible. Connaissant le spectre de cette étoile, on détermine la courbe de réponse de l'instrument en divisant les deux spectres (i.e. observé et théorique ; la correction d'extinction ayant préalablement été réalisée).

## 2.2 L'ajustement de PSFs

L'image d'une source ponctuelle (c'est-à-dire angulairement non résolue) n'est jamais un pic de Dirac. En effet, de par l'observation instrumentale, le passage du front d'onde incident par l'ouverture du télescope entraîne la formation d'une figure de diffraction affectée d'aberrations diverses dans le plan focal de celui-ci. Cette dernière constitue le profil instrumental du télescope et se trouve généralement étalée par l'agitation atmosphérique (seeing) et par le guidage imparfait du télescope. C'est cette image étalée d'une source ponctuelle que l'on appelle PSF (*Point Spread Function*). Lorsque le flux de la PSF ne sature pas le CCD, il est généralement assez facile de la modéliser. Une fois cette opération réalisée, on peut ajuster la PSF synthétique sur des cibles particulièrement difficiles telle que des sources ponctuelles angulairement proches l'une de l'autre sur le ciel et/ou telles que des sources proches d'une composante étendue. Ce type de morphologie se retrouve systématiquement dans le cas des mirages gravitationnels. Pour ces derniers, les images multiples de la source sont généralement séparées par quelques secondes d'arc et souvent, une image de la galaxie lentille s'intercale entre les images de la source. L'ajustement de PSFs s'avère donc être une technique clef pour étudier la morphologie des mirages gravitationnels. Ainsi, permet-elle non seulement de retrouver l'astrométrie et la photométrie des différentes images mais aussi, après soustraction des PSFs synthétiques, de révéler la

présence de la galaxie lentille. Le programme d'ajustement de PSFs que nous avons utilisé (**general**) a été développé par Remy (1996).

La distribution d'intensité dans les PSFs obtenues avec des instruments au sol est généralement bien modélisée analytiquement avec des fonctions de Moffat (1969). Cependant, lorsque le profil de la PSF est stable dans le champ étudié, on peut construire une PSF plus proche de la réalité en effectuant une moyenne pondérée des profils observés pour différentes étoiles (sources ponctuelles) du champ. Idéalement, il est aussi important que ces dernières possèdent une brillance supérieure ou semblable à celle de l'objet cible, afin que la PSF synthétique soit le moins bruitée possible. Les procédures développées par Remy permettent de construire facilement une PSF numérique. Cette dernière, après normalisation, est utilisée pour l'ajustement proprement dit. Celui-ci procède par minimisation des résidus entre le modèle et les observations. Afin d'effectuer une étude morphologique de la galaxie lentille, **general** permet également d'ajuster un profil galactique (analytique et non convolué) simultanément à l'ajustement des PSFs. Cette option permet notamment de réduire les erreurs astrométriques systématiques induites par la proximité entre un objet étendu et une composante ponctuelle, le premier pouvant modifier sensiblement la position du centroïde de la composante ponctuelle.

Afin de réaliser un bon ajustement de la PSF, il faut que l'échantillonnage soit suffisamment dense pour pouvoir reconstruire correctement la PSF avec un centrage arbitraire sur la grille de pixels. Le critère d'échantillonnage est fixé par le théorème d'échantillonnage de Shannon (1949) qui indique que la PSF est correctement échantillonnée si sa largeur à mi-hauteur (*FWHM*) est supérieure à 2 pixels. Pour les images obtenues à partir du sol, l'échantillonnage ne pose généralement pas de problème mais pour les images spatiales, cet aspect peut s'avérer être plus critique. Ainsi, la PSF NICMOS possède-t-elle en bande H une largeur à mi-hauteur de seulement 1,7 pixels qui rend l'ajustement d'une PSF très difficile.

En résumé, la technique d'ajustement et de soustraction de PSFs, permet :

- D'augmenter la détectabilité d'objets faibles situés à proximité d'un objet ponctuel brillant.
- De fournir avec précision l'astrométrie et la photométrie relative de plusieurs sources ponctuelles voisines à partir des résultats donnés par l'ajustement.

Les conditions nécessaires au bon fonctionnement de l'ajustement étant :

- La construction d'une PSF numérique de qualité à partir d'étoiles, idéalement, au moins aussi brillantes que la cible.
- Un bon échantillonnage de la PSF.

Comme nous le verrons par la suite (Chapitre 4), cette technique ne fonctionne pas de façon optimale pour des mirages possédant une morphologie particulièrement complexe comme J1131-1231. Dans ce cas précis, la source est constituée par un AGN et sa galaxie hôte, le contraste entre les deux composantes étant faible. Ceci implique qu'une partie du flux des images déformées de la galaxie hôte (i.e. l'anneau) contamine le flux de la composante ponctuelle. La superposition des deux contributions entraîne des erreurs

systematiques importantes (plusieurs pour cent) sur la photométrie des composantes ponctuelles du mirage.

## 2.3 La déconvolution

### 2.3.1 Introduction

Comme nous l'avons expliqué à la section précédente, l'image d'un objet lointain est élargie suite à son passage au travers de l'ouverture du télescope et de son instrumentation et, pour un télescope au sol, par l'agitation atmosphérique (seeing). De façon mathématique, cet élargissement s'exprime par un produit de convolution du profil de luminosité de la source par le profil instrumental total. Ce dernier étant obtenu en imageant une source ponctuelle.

On peut exprimer ce processus à travers l'expression suivante :

$$d(\vec{x}, \tau) = t(\vec{x}, \tau) * f(\vec{x}) + n(\vec{x}, \tau) \quad (2.3)$$

où  $f(\vec{x})$  est le profil de luminosité intrinsèque de la source,  $d(\vec{x}, \tau)$  son profil observé échantillonné sur une mosaïque de pixels  $\vec{x}$ ,  $t(\vec{x}, \tau)$  est la fonction de réponse totale de l'instrument (i.e. la PSF) et  $n(\vec{x}, \tau)$  représente le bruit affectant les observations. L'argument  $\tau$  rend compte de la dépendance temporelle du profil instrumental et du bruit associé aux observations et donc aussi du profil observé.

Le but de tout algorithme de déconvolution est de retrouver  $f(\vec{x})$  à partir des données  $d(\vec{x}, \tau)$  et de la réponse instrumentale totale  $t(\vec{x}, \tau)$ . Pour le cas où les images sont indépendantes du temps, ce travail est en principe facile en passant dans l'espace de Fourier. L'équation (2.3) s'écrit alors :

$$\mathcal{D}(\vec{\nu}) = \mathcal{T}(\vec{\nu}) \times \mathcal{F}(\vec{\nu}) + \mathcal{N}(\vec{\nu}) \quad (2.4)$$

où les symboles majuscules se réfèrent aux transformées de Fourier des fonctions présentées précédemment et où la variable  $\vec{\nu}$  est la duale de  $\vec{x}$  dans l'espace de Fourier. On peut en principe retrouver très facilement  $f(\vec{x})$  après transformée de Fourier inverse. Cependant, en présence de bruit, le terme  $\mathcal{N}(\vec{\nu})/\mathcal{T}(\vec{\nu})$  intervient dans la résolution de l'équation (2.4) et amplifie le bruit près de la fréquence de coupure<sup>3</sup>, empêchant l'inversion de l'équation (2.4).

La déconvolution est en fait un problème inverse mal posé pour lequel il n'y a pas de solution unique. Elle nécessite l'introduction d'informations a priori afin de retrouver une solution acceptable. On comprend en effet très facilement qu'en présence de bruit, il soit possible de retrouver plusieurs profils de source qui, une fois convolués avec le profil instrumental, soient en accord avec le profil observé, aux barres d'erreurs prêt. Dans

---

<sup>3</sup>La fréquence de coupure est fixée par le théorème d'échantillonnage qui détermine l'intervalle d'échantillonnage maximum autorisé tel qu'une fonction puisse être totalement reconstruite à partir de données échantillonnées. En pratique, la fréquence de coupure  $\nu_c$  d'une fonction est la fréquence à laquelle la transformée de Fourier de cette fonction émerge du bruit.

ce contexte, il apparaît nécessaire d'imposer un critère de régularisation de la solution qui permette de choisir la meilleure solution dans la famille des solutions acceptables. Différents algorithmes ont donc été développés dans le but de retrouver la meilleure estimation du profil de la source.

Le cœur de ce travail n'étant pas l'étude générale du problème de déconvolution, nous ne décrivons pas en détails les caractéristiques des algorithmes de déconvolution existants. Le lecteur intéressé trouvera un article de synthèse sur le sujet dans Starck, Pantin & Murtagh (2002). Dans les sections suivantes, nous décrivons la méthode MCS (Magain, Courbin & Sohy, 1998) que nous avons utilisée dans le Chapitre 4. Les avantages et inconvénients de cette méthode sont également discutés.

### 2.3.2 La méthode MCS

L'originalité de la méthode MCS réside en 4 éléments que nous allons décrire ici après : le respect du théorème d'échantillonnage, la séparation entre sources ponctuelles et étendues, le choix d'une régularisation locale plutôt que globale, la possibilité d'utiliser l'information provenant de différentes images.

#### Le respect du théorème d'échantillonnage

Pour rappel, le théorème de Shannon énonce qu'une fonction  $d(\vec{x})$  échantillonnée avec un pas  $\Delta x$  ne peut être connue en tout point que si et seulement si : 1) sa transformée de Fourier  $\mathcal{D}(\vec{\nu})$  s'annule au delà de la fréquence de Nyquist  $\nu_c$  ; 2) le pas d'échantillonnage adopté est supérieur à  $1/(2\nu_c)$ . Les images astronomiques obtenues avec des caméras CCD à l'aide de télescopes au sol sont en général correctement échantillonnées pour des conditions d'observation normales de sorte que la *FWHM* de la PSF est plus large que 2 pixels du CCD (ce critère est un critère pratique qui donne une bonne évaluation de la qualité d'échantillonnage pour un rapport signal sur bruit moyen).

Les méthodes classiques de déconvolution tendent à déconvoluer une étoile en une fonction  $\delta$ , violant ainsi le théorème de Shannon. L'idée au cœur de la méthode MCS est de restituer le signal astronomique avec une résolution finie (et donc respectant le théorème d'échantillonnage), plutôt qu'infinie. En pratique, cela signifie que l'on considère que l'image déconvoluée d'une étoile a un profil connu avec une largeur à mi-hauteur finie et échantillonnée en accord avec l'échantillonnage de l'image reconstruite. Donc, au lieu de déconvoluer l'image avec la PSF totale  $t(\vec{x})$ , on déconvolue avec une fonction plus étroite  $s(\vec{x})$  telle que :

$$t(\vec{x}) = r(\vec{x}) * s(\vec{x}) \quad (2.5)$$

où  $r(\vec{x})$  est la PSF après déconvolution (c'est-à-dire une PSF gaussienne et symétrique de *FWHM* inférieure à la *FWHM* de départ).

La reconstruction d'un signal respectant le théorème d'échantillonnage permet d'éviter que ne se produise le phénomène d'*aliasing*, c'est-à-dire que les composantes à haute fréquence



( $\nu > \nu_c$ ) ne se retrouvent dans l'intervalle  $-\nu_c < \nu < \nu_c$ . Ce phénomène est à l'origine des oscillations de Gibbs qui apparaissent autour des images stellaires déconvoluées avec de nombreuses méthodes de déconvolution.

### La séparation entre source étendue et source ponctuelle

Le deuxième élément clef de l'efficacité de la méthode MCS réside dans l'a priori fait sur le profil reconstruit. La méthode considère en effet que la source que l'on souhaite reconstruire peut être vue comme la somme d'une source ponctuelle et d'une composante étendue. La solution  $f(\vec{x})$  peut alors être écrite :

$$f(\vec{x}) = h(\vec{x}) + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x} - \vec{c}_k) \quad (2.6)$$

où  $h(\vec{x})$  est la composante étendue de l'image déconvoluée et où les couples  $(a_k, \vec{c}_k)$  désignent les intensités et les  $M$  centres de sources ponctuelles  $r(\vec{x})$ .

### Une régularisation de la solution locale plutôt que globale

Comme la PSF (équation (2.5)), la composante étendue peut s'écrire comme résultant du produit de convolution d'une fonction  $h'(\vec{x})$  par la PSF (étroite)  $r(\vec{x})$ .

$$h(\vec{x}) = r(\vec{x}) * h'(\vec{x}). \quad (2.7)$$

Hélas,  $h'(\vec{x})$  ne peut être déterminé au lieu de  $h(\vec{x})$  car  $h'(\vec{x})$  pourrait violer le théorème d'échantillonnage. Au lieu de cela, on utilise cette connaissance pour imposer le lissage de  $h(\vec{x})$  à l'échelle de  $r(\vec{x})$ . Ainsi, la régularisation est telle qu'on interdit à tout détail structural de l'image déconvoluée de posséder une fréquence plus élevée (car non physique) que celle fixée par la résolution. Ce que l'on exprime par la minimisation de la fonction :

$$S_2 = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\sigma_i^2} \left[ \sum_{j=1}^N s_{ij} \left( h_j + \sum_{k=1}^M a_k r(\vec{x}_j - \vec{c}_k) \right) - d_i \right]^2 + \lambda \sum_{i=1}^N \left( h_i - \sum_{j=1}^N r_{ij} h_j \right)^2, \quad (2.8)$$

où les inconnues sont  $h_i$ ,  $a_k$  et  $\vec{c}_k$  et où  $\sigma_i$  est la déviation standard associée au pixel  $i$  et  $\lambda$  est le paramètre de régularisation.

### La possibilité de déconvoluer simultanément plusieurs images

L'équation (2.8) peut-être étendue à plusieurs images. Sans entrer dans les détails formels, il s'agit (de façon simplifiée) de minimiser la somme pondérée des  $S_2$  des images individuelles mais en réécrivant le nouveau terme à minimiser de sorte que l'on conserve le même  $h'(\vec{x})$  pour chaque image (i.e. le fond diffus déconvolué est identique pour chaque image individuelle). L'algorithme permet alors de ne laisser varier que l'intensité des composantes ponctuelles et leur position relative d'une image à l'autre, augmentant ainsi la précision sur leur photométrie. Par la même occasion, cet artifice permet d'améliorer le rapport signal sur bruit associé au fond diffus et donc aussi la qualité de la séparation

entre les contributions ponctuelles et diffuses.

### 2.3.3 Utilisation de la méthode MCS

Nous avons utilisé la méthode MCS dans le cadre de l'étude de la lentille J1131-1231 (Chapitre 4). Celle-ci a permis dans un premier temps de mettre en évidence de façon certaine la présence de l'anneau d'Einstein. Dans un second temps, elle nous a permis de prendre en compte celui-ci dans l'étude des variations photométriques des images du quasar. Une description pratique de la méthode MCS peut être trouvée dans Courbin *et al.* (1998) et dans Courbin *et al.* (1999). Nous ne ferons donc que retracer les grandes étapes que nous avons suivies pour déconvoluer simultanément un ensemble d'images de J1131-1231.

- L'étape préliminaire au processus de déconvolution est la réduction standard de chaque image telle que décrite dans la section 2.1.2 (typiquement enlever le biais, diviser par le champ plat et soustraire le fond de ciel). Une fois les images recentrées au pixel près, nous possédons le matériel nécessaire pour mener à bien le processus de déconvolution<sup>4</sup>.

- Nous avons ensuite sélectionné les étoiles souhaitées afin de construire la PSF. Ces étoiles doivent idéalement avoir comme caractéristiques d'être au moins aussi brillantes que la cible à déconvoluer (typiquement  $m_{\text{cible}} \pm 1$  mag), d'être situées aussi près que possible de cette dernière et de ne pas avoir de voisin proche. Une fois extraites des sous-images centrées sur ces étoiles et calculées les images de "bruit" associées, il faut au besoin effectuer quelques corrections cosmétiques afin de corriger des mauvais pixels ou impacts de cosmiques résiduels, voire d'images de compagnons faibles relativement proches. Bien entendu, après chaque correction cosmétique, nous avons associé un  $\sigma$  très élevé aux pixels correspondants dans l'image de "bruit".

- Comme nous l'avons expliqué précédemment, les étoiles utilisées ci dessus ne servent pas à construire directement une PSF synthétique  $t(\vec{x})$  telle qu'on l'utiliserait pour effectuer un ajustement de PSF (Sect. 2.2) mais à construire la PSF  $s(\vec{x})$  (cf. équation 2.5) qui permet de déconvoluer le profil observé  $t(\vec{x})$  en un profil  $r(\vec{x})$ , choisi par l'utilisateur. Ce dernier est un profil gaussien que nous avons généralement choisi deux fois moins large que le profil original. Notons ici que nous avons choisi de suréchantillonner les images déconvoluées d'un facteur 2 par rapport à l'image originale de façon à nous trouver avec un profil de PSF correctement échantillonné. Le code permet alors de construire la partie analytique de  $s(\vec{x})$  de la forme d'un profil de Moffat bidimensionnel.

- La partie numérique est ensuite construite à partir du résidu de la soustraction des images de chaque étoile avec le profil de Moffat ( $s(\vec{x})$ ) convolué par  $r(\vec{x})$ . Lors de cette

---

<sup>4</sup>Vu que le  $\sigma$  associé à chaque pixel est calculé à partir de l'image à analyser, nous nous sommes toujours assurés que l'image utilisée n'avait pas subi de processus -tels qu'une moyenne de plusieurs images- qui empêche de retrouver le bruit directement à partir du signal dans l'image (i.e.  $\sigma^2 = \text{image}/\text{gain} + \sigma_{\text{ciel}}^2 + \sigma_{\text{RON}}^2$ ). Dans le cas contraire, nous avons effectué la correction adéquate.

étape il faut également procéder au choix d'un paramètre de régularisation et d'un masque qui permet d'annuler le signal correspondant au bruit loin du cœur de la PSF.

– Une fois la PSF construite, on peut procéder à la déconvolution proprement dite. Pour ce faire, il faut donner une estimation de la position et de l'intensité des sources ponctuelles à déconvoluer, du décalage entre les différentes images et faire le choix du niveau de régularisation de l'image à reconstruire<sup>5</sup>. Le code minimise alors une fonction de ces variables d'une forme similaire à celle reprise dans l'équation (2.8). Il est important de noter que le code permet également de choisir un pas maximum avec lequel le sous-espace des solutions associé à chaque variable va être exploré. En pratique nous avons procédé de façon assez systématique : nous avons cherché dans un premier temps l'intensité et la position des sources en déconvoluant l'image de référence seule. Nous avons ensuite procédé à la déconvolution simultanée des différentes images en fixant la position des composantes ponctuelles à celle estimée lors de l'étape précédente. Cela permet en général d'obtenir une bonne estimation du décalage entre les images. Une fois déterminé la valeur du décalage, nous avons estimé nous trouver à proximité du vrai minimum et nous avons relaxé la contrainte sur les différentes variables. Un "fine-tuning" reste néanmoins nécessaire afin d'ajuster le pas avec lequel le fond peut varier à chaque itération et celui avec lequel varie l'intensité des sources ponctuelles<sup>6</sup>. Nous avons ajusté le pas associé à la variation du fond en évaluant la sensibilité de la solution au choix des conditions initiales. Enfin, dans le but de minimiser les erreurs systématiques sur la photométrie induites par une mauvaise détermination du décalage entre les images, nous avons également vérifié les décalages trouvés par la méthode précédemment citée aux décalages que nous avons déterminés en déconvoluant les images séparément et/ou en ajustant des gaussiennes sur les composantes de la lentille.

Le résultat de ce processus de déconvolution apparaît d'une part sous la forme d'un catalogue incluant les positions et les intensités des sources ponctuelles, et d'autre part, sous forme de  $3n+1$  images où  $n$  est le nombre d'images simultanément déconvoluées. Ces images sont :

- a les  $n$  images reconstruites incluant les composantes ponctuelles superposées au fond diffus,
- b une image du fond diffus (commune aux  $n$  images individuelles),
- c les  $n$  images des résidus provenant de la soustraction entre l'image originale et l'image (a) reconstruite par  $s(\vec{x})$ ,
- d les  $n$  images des résidus lissées de la carte des résidus (c), intensifiant les régions statistiquement déviantes (voir Equation 8 de Magain, Courbin & Sohy, 1998 pour plus de détails).

---

<sup>5</sup>Comme nous l'expliquons dans la section 4.2, notre choix de valeurs acceptables de régularisation de la solution s'est fait en analysant l'image résiduelle provenant de la soustraction de l'image originale et de l'image reconstruite convoluée par le profil  $s(\vec{x})$ .

<sup>6</sup>De façon générale, lorsque le contraste entre la source ponctuelle et le fond diffus superposé est grand, cet élément a peu d'influence sur l'exactitude de la photométrie déduite avec MCS. Elle n'était néanmoins pas négligeable dans le cas que nous avons étudié à cause de la présence d'un faible contraste entre l'anneau d'Einstein et les images multiples du quasar -en particulier dans le domaine proche infra-rouge.

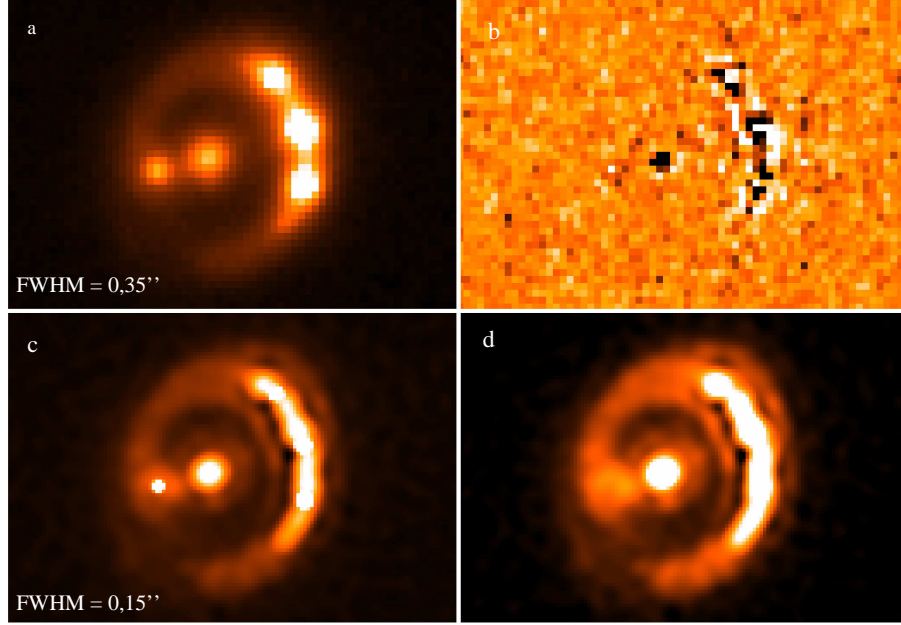


Figure 2.1: Résultat de la déconvolution d'une image en bande Ks de J1131-1231 avec la méthode MCS. a) Image à déconvoluer. b) Carte des résidus (en unités de  $\pm 5\sigma$ ). c) Image déconvoluée reconstruite sur une grille de pixels deux fois plus fine que la grille originale. d) Image déconvoluée sans les sources ponctuelles. Seules les sources étendues apparaissent, telles que la galaxie lentille et les images déformées de la galaxie hôte.

La Figure 2.1 montre le résultat de la déconvolution dans la bande Ks de J1131-1231 pour une faible régularisation de la solution.

## 2.4 La modélisation de la distribution de masse dans la galaxie lentille

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, lorsqu'un front d'onde émis par une source lointaine traverse un champ gravitationnel, il se distord et peut se recourber sur lui-même, donnant lieu à la formation d'images multiples dans le plan de l'observateur. Nous avons expliqué quels étaient les outils formels nécessaires pour décrire le phénomène et reproduire les configurations d'images observées. Le chemin que nous avons suivi est semblable à celui suivi par la nature, partant du plan source où est émis le front d'onde pour arriver dans le plan image où se situe l'observateur. Dans la pratique, cependant, nous n'avons accès qu'aux images multiples de la source et nous devons résoudre le problème inverse qui consiste à retrouver à partir de l'observation d'images multiples d'une source lointaine, la distribution de masse de la lentille et le profil de luminosité de la source qui ont donné naissance au mirage observé.

La première étape pour modéliser la distribution de masse d'une galaxie lentille est

de faire le choix du modèle de masse. Celui-ci peut être ou non approché sous une forme paramétrisée. Le modèle paramétrisé a l'avantage de s'exprimer souvent simplement de façon analytique. Son choix est généralement motivé par des considérations physiques. À l'opposé, le modèle non paramétrique - on peut par exemple considérer une distribution pixélisée de masse dans la lentille - est beaucoup plus général puisqu'il ne fait pas (en principe) d'a priori sur les caractéristiques physiques du déflecteur. Dans ce dernier cas, on impose en pratique quelques contraintes sur la distribution de masse du déflecteur (contrainte sur le profil de la distribution radiale de masse, de continuité, etc...) afin de ne pas explorer inutilement des modèles non physiques. On peut voir les modèles non paramétriques comme permettant d'explorer les propriétés d'une variété très large de modèles de masse paramétrisés.

Il n'y a pas selon nous de débat à mener quant à savoir lesquels de ces modèles sont les meilleurs<sup>7</sup>. Ils offrent chacun une vision différente de l'inversion de la lentille : les modèles paramétrisés permettent d'investiguer l'effet de certaines propriétés physiques bien ciblées de la galaxie lentille alors que les modèles non paramétrisés offrent une vision statistique de la situation, permettant d'évaluer l'effet de degrés de libertés non inclus dans l'approche paramétrique. L'utilisation de ces deux familles de modèles est illustrée au travers des deux programmes `lensmodel` et `Pixelens` que nous décrivons ici après. Ces deux programmes ont été utilisés dans le cadre de la modélisation de la galaxie lentille du système J1131-1231 exposée dans la Section 4.2. Comme nous le verrons, les deux approches ne diffèrent pas que dans le choix du type de modèle utilisé mais également dans la méthode d'inversion de l'équation de la lentille. Ces approches ne sont pas les seules mais sont représentatives des façons de répondre à la question : “comment modéliser la distribution de masse dans la galaxie lentille ?”.

### 2.4.1 Le programme `lensmodel`

Naïvement, on peut envisager de résoudre le problème d'inversion en se donnant un potentiel gravitationnel et une source, en recherchant la position des images prédites, et en la comparant aux observations. En procédant itérativement, on peut alors imaginer retrouver le meilleur modèle. La mise en oeuvre d'une telle approche s'avère en fait être très délicate. Elle ne peut se faire directement que dans de très rares cas particuliers pour lesquels il existe une solution analytique de l'équation de la lentille ou pour lesquels le problème possède une symétrie adéquate qui permet une résolution simple de l'équation de la lentille. Dans la majorité des cas de figure, il est nécessaire d'avoir une connaissance *a priori* de la solution pour espérer arriver ses fins. Une approche qui peut-être suivie est une recherche interactive de l'espace des paramètres (e.g. Blandford & Narayan, 1986; Kayser & Schramm, 1988) mais celle-ci peut vite s'avérer complexe et demander un certain doigté. Une approche plus subtile de recherche générale de la solution de la lentille est la méthode dites de *maillage* (ou *gridding*) initialement proposée par Young *et al.*, 1980

---

<sup>7</sup>Ils ont néanmoins chacun leur ardent défenseur (i.e. C. Kochanek pour les modèles paramétrisés et P. Saha pour les modèles non paramétriques).

et reprise par la suite par exemple par Blandford & Kochanek, 1987; Falco *et al.*, 1991, ...C'est cette méthode qui est au cœur du programme de modélisation `lensmodel` que nous avons utilisé.

L'idée maîtresse de cette approche est de ne plus procéder en allant du plan source vers le plan image (i.e. considérer plusieurs positions de la source, en chercher les images et modifier les paramètres en minimisant l'écart entre les images prédites et les images observées) mais de procéder dans le sens inverse. Ainsi, construit-on *dans le plan image* une grille fine de petites mailles  $I_j$ . A l'aide de l'équation de la lentille (1.12), on associe celles-ci à une autre maille (déformée)  $S_j$  *dans le plan source*<sup>8</sup>. Bien entendu, de par la nature surjective de l'équation de la lentille, en une position du plan source, peuvent se superposer plusieurs carreaux ( $S_i, S_j, \dots$ ) correspondant aux différentes images ( $I_i, I_j, \dots$ ). Le maillage donne donc aussi l'information sur le nombre d'images. En d'autres termes, cette méthode permet d'investiguer l'espace des solutions en révélant pour un ensemble de positions de la source la position approximative de l'image et le nombre d'images associées. Cette méthode offre donc une approche générale de résolution de l'équation de la lentille, puisqu'à partir du maillage, on délimite un sous espace dans lequel la résolution de l'équation de la lentille est devenue plus simple vu qu'on possède pour celle-ci une solution approximative. En fonction du potentiel gravitationnel choisi pour la lentille, on peut effectuer cette recherche plus ou moins simplement selon que les paramètres du modèle interviennent linéairement ou non dans l'équation de la lentille.

Il nous reste encore à expliquer comment les observables sont introduites dans la modélisation, c'est-à-dire comment les observations sont utilisées pour contraindre les modèles. Pour ce faire, le programme évalue un  $\chi^2$  dans le plan image et estime l'écart entre l'astrométrie observée et l'astrométrie prédite par le modèle. On peut également ajouter une contrainte de la même forme sur les rapports de flux entre les images. Enfin, on peut aussi, lorsque ceux-ci sont observés, minimiser une fonction représentant l'écart entre le délai temporel prédit et celui observé. Plus de détails peuvent être trouvés dans Keeton (2001b).

## 2.4.2 Le programme PixeLens

L'idée à la base de PixeLens est d'utiliser un modèle de masse pixélisé<sup>9</sup>. La clef du succès provient du fait qu'en écrivant la distribution de masse de cette manière, l'équation d'arrivée temporelle conserve une forme linéaire par rapport à ses inconnues (même en ajoutant un cisaillement externe à l'équation). En effet, la pixélisation du modèle de masse implique que le potentiel  $\psi_{2D}$  défini dans l'équation (1.7) peut s'écrire sous la forme (voir aussi Saha & Williams, 1997, 2000) :

---

<sup>8</sup>On notera le choix d'un maillage triangulaire du plan image. En effet le triangle est le seul polygone qui, imagé dans le plan, source reste convexe. Plus de détails sur les avantages d'un tel maillage peuvent être trouvés dans Keeton (2001b) et dans Schneider, Ehlers & Falco (1992).

<sup>9</sup>Une approche alternative de modèles de masse non paramétrisés est celle de Trotter *et al.* (2000) qui considèrent une expansion multipolaire du potentiel gravitationnel.

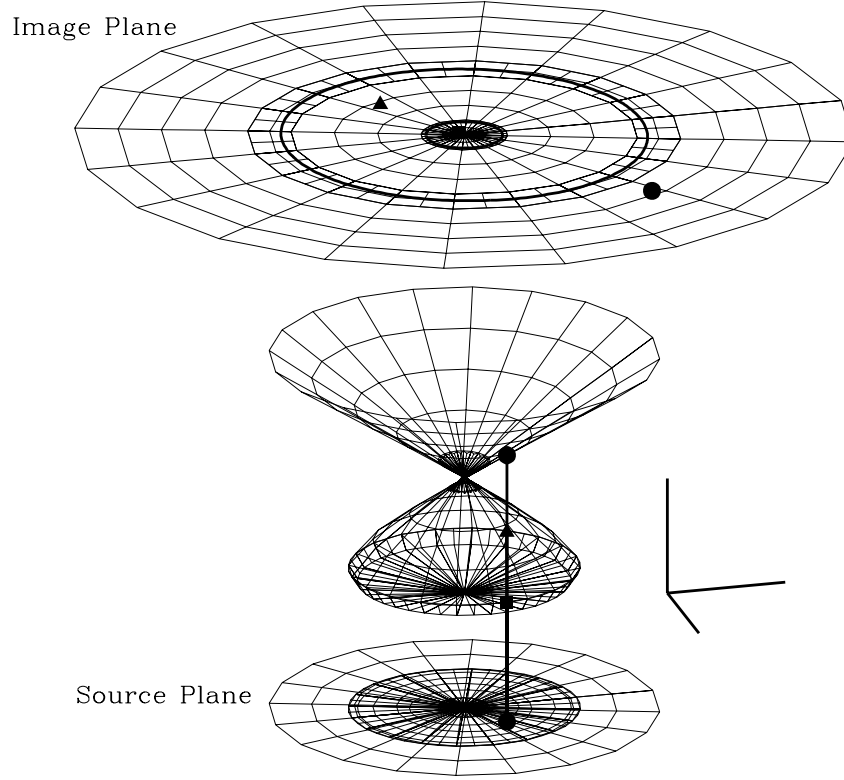


Figure 2.2: Représentation schématique de la technique du maillage. Cette figure illustre le cas de la résolution d'un modèle à symétrie circulaire. La partie du haut illustre le maillage réalisé dans le plan image. La partie du milieu montre comment l'image est distordue par l'équation de la lentille. La projection de cette surface à deux dimensions est reprise dans le bas de la figure qui montre le maillage dans le plan source, se superposant sur lui-même pour former des images multiples. L'ellipse en trait épais dans le plan image représente la ligne critique (cf. section 1.1.7). L'image d'une source est également illustrée (triangles et rond pleins). [Extrait de Keeton (2001b)].

$$\psi_{2D} = \sum_n \Sigma_n Q_n(\vec{\theta}), \quad (2.9)$$

où  $\Sigma_n$  est la densité de surface au  $n$ ème pixel et  $Q_n(\vec{\theta})$  est l'intégrale de l'équation (1.7) évaluée au  $n$ ème pixel et dont la forme explicite est une combinaison complexe de logarithmes et d'arctangentes (voir Saha & Williams, 1997). Ceci permet d'écrire l'équation du temps d'arrivée (1.11) sous la forme :

$$\tau(\vec{\theta}) = \frac{1}{2}(\vec{\theta} - \vec{\theta}_S)^2 + \sum_n \Sigma_n Q_n(\vec{\theta}) + \gamma_1(\theta_x^2 - \theta_y^2) + 2\gamma_2\theta_x\theta_y, \quad (2.10)$$

où l'on a ajouté un terme de cisaillement externe qui apparaît également de façon linéaire.

Une fois ajoutée la contrainte observationnelle selon laquelle le temps d'arrivée des images est stationnaire ( $\nabla_{\vec{\theta}}\tau(\vec{\theta}_i) = 0$ ) et une éventuelle contrainte sur le délai temporel observé entre 2 images ( $\tau(\vec{\theta}_i) - \tau(\vec{\theta}_j) \propto$  délai temporel observé), il devient possible d'effectuer une recherche simple de la solution à l'aide d'algorithmes standards. Cela correspond à peu d'observables par rapport au nombre de paramètres du modèle et donc autorise un très grand nombre de modèles de galaxies différents à correctement modéliser les données (il y a typiquement  $2 \times 4$  contraintes astrométriques et 3 délais temporels pour  $20^2$  éléments de masse). Etant donné qu'une grande fraction de ces modèles sont non physiques, on impose également une série de contraintes secondaires (des *a priori* en termes Bayesiens) sur les modèles de masse afin de sélectionner des solutions physiquement acceptables. Ces *a priori* sont :

1. La positivité des éléments de masse :  $\Sigma_n \geq 0$ .
2. La symétrie centrale de la distribution de masse (optionnel).
3. Le gradient de densité doit être orienté dans un cône d'ouverture de  $45^\circ$  autour du centre de la lentille.
4.  $\Sigma_n$  doit être inférieur à deux fois la densité moyenne des éléments de masse voisins.
5. La pente de la densité surfacique doit être plus forte que  $|\vec{\theta}|^{-0.5}$  (pour rappel la pente suit  $|\vec{\theta}|^{-2.0}$  pour un profil isotherme)

Grâce aux contraintes *a priori*, l'espace des solutions est limité à un polyèdre plus petit dans lequel les solutions sont cherchées par une méthode de type Monte-Carlo (pour plus de détails, voir Saha & Williams, 2004 et Williams & Saha, 2000). L'analyse des résultats ne se fait alors que sur une base statistique. Le programme permet ainsi de visualiser la distribution moyenne de masse dans la lentille et de déterminer la distribution des délais temporels attendus pour un modèle cosmologique donné (voir Figure 2.3). C'est dans ce cadre que Pixelens a été utilisé.



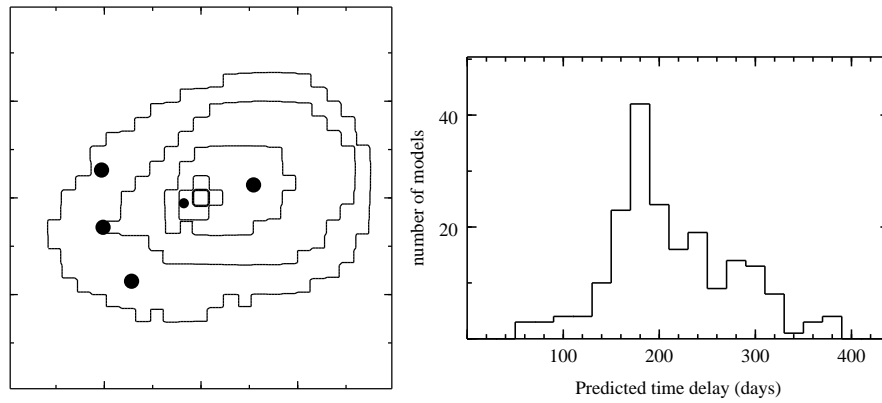


Figure 2.3: Illustration des résultats fournis par PixeLens. Sur le panneau de gauche on a représenté la moyenne de 300 modèles de masses (asymétriques) de la lentille J1131-1231 (Chapitre 4). Les contours correspondent à des valeurs de  $\kappa = \Sigma/\Sigma_c$  de 1/3, 2/3, ... Le panneau de droite représente l’histogramme de la distribution des délais temporels attendus (chaque “comptage” de l’histogramme correspondant à un des 300 modèles de lentille).



# Chapitre 3

## Etude des paires de quasars avec différents décalages vers le rouge

*Détermination de la masse des quasars et effet de lentille gravitationnelle*

” Si tu peux regarder, vois.  
Si tu peux voir, observe.”  
J.Saramago (L’aveuglement)

Trois paires de quasars angulairement rapprochés sur le ciel (avec  $\Delta\theta < 5''$ ) et possédant des décalages vers le rouge significativement différents ( $\Delta z > 0,1$ ) ont été découvertes jusqu’à présent (catalogue de Véron-Cetty & Véron, 2003). Le premier système, Q1548+114, a été découvert en 1973 par Wampler et al. alors que le nombre de quasars découverts était encore petit. Les deux autres paires (Q1009-025 et Q1148+0055) ont été découvertes 20 ans plus tard, indépendamment par Surdej *et al.* (1993) et Hewett *et al.* (1994, 1998). La faible séparation entre ces paires de quasars a suggéré à Surdej et ses collaborateurs de “peser” le quasar d’avant-plan en tentant de détecter des images multiples du quasar d’arrière-plan situé à proximité de celui-ci. Pour mener à bien ce projet, Surdej *et al.* ont pu observer les trois paires précitées avec le HST. L’estimation, faite sur base de ces images, de la masse du quasar d’avant-plan des systèmes Q1548+114 et Q1148+0055 est expliquée dans la Section 3.1. Le troisième système, Q1009-0252, possède la particularité d’avoir le quasar d’arrière-plan doublement imagé par effet de lentille gravitationnelle (Surdej *et al.*, 1993). L’étude des propriétés de ce mirage est décrite à la Section 3.2. Enfin, dans la Section 3.3, nous nous demandons dans quelle mesure il était attendu (ou non) de découvrir fortuitement ces trois paires de quasars.

Chacun de ces travaux ont donné lieu à une publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics*. Nous présentons nos résultats sous la forme des publications originales. Nous accompagnons celles-ci d’un bref résumé de chaque travail ; nous exposons notre implication personnelle, et nous discutons les résultats obtenus.

### 3.1 Détermination de la masse des quasars Q1548+114 A et Q1148+0055 B

#### 3.1.1 Introduction

Depuis la découverte du premier QSO, l’accrétion de matière par un trou noir a été imaginée être le mécanisme à l’origine de leur formidable luminosité (Salpeter, 1964). Il

était toutefois impossible à l'époque de vérifier observationnellement une telle prédiction. C'est quatorze ans plus tard que les premières recherches de trous noirs au centre des galaxies ont commencé (Sargent *et al.*, 1978; Young *et al.*, 1978), mais elles n'étaient ciblées que sur quelques cas particuliers. C'est seulement depuis une dizaine d'années avec l'avènement de l'optique à haute résolution angulaire (HST, VLT) et de l'interférométrie dans le domaine radio que se sont renforcées les évidences de l'existence de trous noirs au centre des galaxies. On peut séparer les méthodes qui visent à la détermination de leur masse en deux catégories : les méthodes *primaires* et les méthodes *secondaires*.

Après avoir exposé les principales méthodes de mesure de la masse  $M_{\text{BH}}$  des trous noirs, nous résumons les contraintes apportées par l'étude que nous avons menée (en collaboration avec Jean-François Claeskens, Marc Remy, Dong Wook Lee et Jean Surdej) des paires de quasars Q1548+114 et Q1148+0055.

## Méthodes primaires

### Méthode dynamique/cinématique

C'est la méthode la plus directe qui consiste à mesurer la dispersion de vitesse des étoiles (e.g. van der Marel, 1994a,b; van der Marel & van den Bosch, 1998; Verolme *et al.*, 2002) ou du gaz (Harms *et al.*, 1994; Ford *et al.*, 1994) dans une région très proche du trou noir central (typiquement 10-1000 pc ; van Dokkum & Franx, 1995). La mise en application de cette méthode nécessite une excellente résolution angulaire. De plus, elle n'est facilement applicable que pour des sources proches possédant un noyau pas trop brillant (des AGNs de faible luminosité, des Seyfert 2). En effet lorsque le noyau est trop brillant, il complique l'analyse spectrale correcte des régions voisines du cœur (les méthodes de déconvolution peuvent cependant permettre de réaliser celle-ci ; Courbin *et al.*, 2002a; Letawe *et al.*, 2004).

### H<sub>2</sub>O megamaser

Cette méthode repose sur la détection très près du centre de certaines Seyfert 2 d'une émission MASER<sup>1</sup> de la vapeur d'eau à  $\lambda = 1.35$  cm. Près de 10 ans après la découverte du caractère compact (émission à une échelle inférieure au parsec) de l'émission MASER de NGC 1068 et NGC 4258 par Claussen & Lo (1986), Miyoshi *et al.* (1995) ont pu mettre en évidence, à l'aide d'observations VLBI à très haute résolution angulaire, la rotation képlérienne des zones d'émission MASER de NGC 4258 à l'intérieur d'une région inférieure à 0,13 pc (soit 3,9 milliarcsecondes). A partir de cette dernière, une valeur très précise de la masse du trou noir central de NGC 4258 a été déterminée<sup>2</sup> (i.e.  $M = 3,9 \cdot 10^7 M_{\odot}$ ).

Bien que cette méthode offre la mesure la plus précise de la masse du trou noir, elle ne peut être utilisée que dans de très rares cas. En effet, en plus de n'apparaître que dans les Seyfert 2 et dans les LINERs (Braatz *et al.*, 1997), l'émission MASER n'a été détectée que dans très peu d'AGNs (moins d'une trentaine; Greenhill, 2002). Enfin, rappelons également qu'elle demande une très grande résolution angulaire accessible uniquement

<sup>1</sup>Equivalent dans le domaine micro-onde de l'émission LASER.

<sup>2</sup>Le lecteur intéressé par une synthèse détaillée des propriétés de ce système consultera Moran *et al.* (1999).

avec les plus grands interféromètres pointés vers des cibles proches (vu la sensibilité de l'instrumentation actuelle).

### Imagerie par réverbération

La méthode dite d'imagerie par réverbération<sup>3</sup> est une autre méthode très précise de détermination de la masse du trou noir central dans les quasars et dans les AGNs. L'avantage de cette technique est de ne pas nécessiter une grande résolution angulaire et de ne pas être affectée par la forte brillance du QSO (qui empêche d'étudier de façon directe les zones situées dans son voisinage proche). Par contre, ce procédé étant basé sur les propriétés de variabilité de la source, il nécessite un suivi spectrophotométrique très régulier. Cette technique (voir e.g. Peterson, 2001; Horne *et al.*, 2004) repose sur la mesure du décalage temporel entre la variation du continu du quasar et la variation subséquente des raies en émission (BEL ou *Broad Emission Lines*). La mesure du délai temporel entre ces deux types de variation donne une idée assez correcte de la taille de la zone d'émission des raies larges (ou BLR pour *Broad Line Region*) du quasar. En faisant l'hypothèse que l'élargissement des raies en émission est principalement dû à un élargissement Doppler<sup>4</sup> (on peut montrer que l'élargissement thermique est de l'ordre de 10km/s, c'est-à-dire petit par rapport à la FWHM des BELs), on relie alors facilement (Peterson, 1997; Peterson *et al.*, 2004), à un facteur multiplicatif près, la largeur de raies et la taille de la zone BLR (déduite du monitoring) à la masse du trou noir central.

On a pensé pendant de nombreuses années que la méthode de “*reverberation mapping*” souffrait d'erreurs systématiques et que les masses déduites par cette méthode étaient différentes des masses inférées par la méthode cinématique (e.g. Wandel *et al.*, 1999). Néanmoins, il a été démontré il y a quelques années qu'il y avait en fait un bon accord entre la masse déduite des méthodes de “*reverberation mapping*” et celle déduite à partir de l'étude de la cinétique du gaz autour du trou noir central (Gebhardt *et al.*, 2000). Après ré-examen de toutes les données de “*reverberation mapping*” existantes, Peterson *et al.* (2004) ont montré que cette technique était précise à un facteur 2-3 près.

## Méthodes secondaires

### Relations d'échelle

La méthode de “*reverberation mapping*” sert en quelque sorte d'étalonnage pour la méthode dite de “relation d'échelle”. En effet, dans la méthode de “*reverberation mapping*”, on utilise de façon complémentaire les variations temporelles dans le spectre et la largeur équivalente des raies en émission (typiquement  $H\beta$ ,  $MgII$ ,  $CIV$ ) pour induire la masse du quasar. Or, il a été montré par Kaspi *et al.* (2000) que la taille des BLR était proportionnelle à la luminosité du quasar central selon la relation  $r_{BLR} \propto L^{0.7}$ . On peut donc utiliser cette relation pour en inférer la masse du trou noir central à partir de la mesure de la FWHM des raies en émission telle que mesurée à une seule époque. En effet, la taille de la BLR, plutôt que d'être mesurée à partir du délai temporel entre l'émission du continu et sa “réverbération” sur les zones d'émission de raies larges, est déterminée

<sup>3</sup>nous utiliserons le terme anglais de *reverberation mapping* dans la suite.

<sup>4</sup>La corrélation entre la taille des zones en émission (qui varie avec le degré d'ionisation de la raie) et la largeur de la raie est en parfait accord avec la corrélation attendue pour un mouvement képlérien de la BLR (Peterson & Wandel, 1999, 2000).

à partir de la luminosité du quasar central. Cette méthode, bien que moins précise (car basée sur deux relations connues avec une certaine précision), a l'avantage de pouvoir être appliquée massivement à des mesures spectroscopiques de quasars obtenues à une seule et unique époque et pour des redshifts élevés. Son désavantage est la difficulté de sa mise en application à des quasars de grande luminosité qui n'ont pas été calibrés par les méthodes de “*reverberation mapping*”<sup>5</sup>. L'augmentation de la taille des BEL avec la luminosité prolonge en effet les périodes nécessaires à un monitoring.

#### A partir de la relation $M_{BH}-\sigma_*$

La méthode cinématique permet de déterminer pour un échantillon de galaxies de référence (Tremaine *et al.*, 2002) une relation  $M_{BH}-\sigma_*$  de la forme :

$$\log(M_{BH}/M_\odot) = \alpha + \beta \log(\sigma_*/\sigma_0), \quad (3.1)$$

où  $\sigma_0$  est une valeur de référence. Cette relation sert “d'étalon” pour estimer la masse du trou noir central à partir d'une mesure indirecte de  $\sigma_*$ . Les deux méthodes couramment utilisées pour estimer  $\sigma_*$  sont la mesure de la largeur des raies de  $[OIII]$  (e.g. Nelson & Whittle, 1996) et la relation du plan fondamental (e.g. Woo & Urry, 2002). Ces deux méthodes sont cependant moins précises (que la méthode cinématique) et permettent d'estimer la masse à un facteur 4-5 près. Ces erreurs sont d'une part causées par la dispersion intrinsèque qui existe dans la relation  $M_{BH}-\sigma_*$ , et d'autre part, par l'imprécision sur  $\sigma_*$ . La largeur des raies de  $[OIII]$  ne donne en effet pas une valeur exacte de  $\sigma_*$  (notamment du fait que le mouvement des raies en émission étroites n'est pas purement képlérien). De même la relation du plan fondamental (Djorgovski & Davis, 1987; Dressler *et al.*, 1987; Treu *et al.*, 2001) possède elle aussi une certaine dispersion. Elle nécessite par ailleurs la mesure très délicate du rayon effectif de la galaxie hôte.

#### A partir de la relation $M_{BH}-L_{bulbe}$

Il existe également une corrélation entre la masse du trou noir central et la luminosité du bulbe (Magorrian *et al.*, 1998) mais cette relation possède une dispersion plus importante que la relation avec  $\sigma_*$ . L'extension de cette relation aux galaxies actives possédant des raies en émission larges semble également confirmée (Laor, 1998; McLure & Dunlop, 2001, 2002; Wandel, 2004). Cependant, l'utilisation de cette relation n'en demeure pas moins difficile. Elle demande en effet une excellente résolution spatiale et une séparation correcte des profils de luminosité du bulbe et du disque de la galaxie hôte (à cela il faut ajouter la “pollution” lumineuse du noyau central). Ainsi, la difficulté de mise en oeuvre de cette méthode (elle nécessite typiquement l'utilisation du HST pour une décomposition propre du profil galactique), son manque d'applicabilité à redshift élevé et les incertitudes sur sa robustesse (elle n'a pas été calibrée sur les  $M_{BH}$  déduites à partir d'une méthode primaire) en font une technique peu utilisée.

### 3.1.2 Résumé de l'article

De nouvelles contraintes sur la masse des quasars sont fournies à partir d'observations obtenues à partir du sol et du télescope spatial Hubble des deux paires de quasars Q1548+114 A & B et Q1148+0055 A & B. Dans le cas de Q1548+114A, les images HST

<sup>5</sup>Cette dernière méthode n'a permis de mesurer que des masses de quasars  $< 5 \cdot 10^8 M_\odot$ .

nous ont permis d'identifier la galaxie hôte autour du QSO A et la présence d'un compagnon peu brillant à proximité de celle-ci. L'absence de détection d'image secondaire du quasar d'arrière-plan à proximité de la composante A et la modélisation de la galaxie hôte du QSO A, de la galaxie compagnon et des galaxies du champ ont permis de fixer une limite robuste sur la masse du trou noir central de  $4.5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . D'autre part, la masse combinée de Q1148+0055B et de son hôte doit être inférieure à  $6.5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$  en raison de l'absence d'image secondaire détectée avec le HST. Nous rendons également compte de la photométrie relative et de l'astrométrie de tous les objets détectés.

Notre implication personnelle dans cette étude s'est principalement concentrée sur les mesures photométriques (par photométrie d'ouverture et soustraction de PSF) des quasars, de la galaxie hôte de Q1548+114A et de son compagnon. Nous avons également réalisé un grand nombre de simulations visant à identifier la morphologie de la galaxie hôte et à discriminer pour celle-ci un profil de luminosité exponentiel d'un modèle de Vaucouleurs. Hélas, ces simulations ont abouti à la conclusion que cette distinction morphologique était irréalisable à partir des données en notre possession. Par ailleurs, nous avons également déterminé la fonction de sélection angulaire observationnelle (ASF) pour Q1548+114 et Q1148+0055. L'estimation empirique de cette courbe qui indique la limite de détection d'une image secondaire (sur base de la simulation d'une image secondaire à proximité du quasar d'avant-plan) constitue la clef observationnelle qui permet de fixer une borne inférieure à la masse du quasar.

Astron. Astrophys. 356, 840–848 (2000)

---

**ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS**


---

## QSO mass constraints from gravitational lensing studies of quasar pairs

### The cases of Q1548+114 A & B and Q1148+0055 A & B<sup>\*</sup>

J.-F. Claeskens<sup>\*\*</sup>, Dong Wook Lee, M. Remy, D. Sluse, and J. Surdej<sup>\*\*\*</sup>

Université de Liège, Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Avenue de Cointe 5, 4000 Liège, Belgium

Received 17 January 2000 / Accepted 17 February 2000

**Abstract.** New constraints on the mass of quasars are derived from gravitational lensing studies of the QSO pairs Q1548+114 A & B and Q1148+0055 A & B, for which new ground-based and Hubble Space Telescope (HST) direct imagery have been obtained. In the case of Q1548+114 A & B, QSO A has been resolved into its host galaxy and a close companion. The non-detection with HST of a secondary lensed image of the background QSO in the close vicinity of the foreground one and the modeling of the host of QSO A, of the companion and of field galaxies with Singular Isothermal Spheres (SIS) yield a robust upper limit on the central compact mass of  $4.5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . On the other hand, the combined mass of Q1148+0055 B plus host must be smaller than  $6.5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$  since no secondary lensed image has been detected with HST. Photometry and relative astrometry of all the detected objects are reported.

**Key words:** cosmology: gravitational lensing – galaxies: quasars: general – galaxies: quasars: individual: Q1548+114 A&B – galaxies: quasars: individual: Q1148+005 A&B

### 1. Introduction

While the accretion disk surrounding a massive black hole (MBH) is the current paradigm to explain the huge amount of energy radiated by Active Galactic Nuclei (AGN; see e.g. Krolik 1999), observational evidence and constraints on the mass of MBHs in AGNs are difficult to set. The glare of the AGN itself prevents the direct observation of the stellar kinematics close to the central part. This can only be done for nearby normal galaxies, where a correlation between the mass of the central black hole and that of the bulge has been found (Magorrian et al. 1998). For distant quasars, a rough estimate of the mass of the MBH relies on the size and velocity dispersions of the broad-line region (e.g. Padovani & Rafanelli 1988) and is affected by

systematics. Gravitational lensing studies may provide an independent estimate of the quasar mass through its effects on our view of background objects. Close pairs of quasars with angular separations of a few arcseconds on the sky and with different redshifts are suitable to determine (constrain) the mass of the foreground one from the (non)detection of a secondary lensed image of the distant one.

Such a pair of quasars (Q1548+114 A & B;  $z_A = 0.44$ ,  $z_B = 1.90$ ,  $\Delta\theta = 4.9''$ ) has been first discovered by Wampler et al. (1973). Gott & Gunn (1974) argued that gravitational lensing effects due to the foreground quasar on light from the background one should appreciably enhance the chance of observing such a tight pair of quasars; this effect being referred to-day as the amplification – or magnification – bias. They also showed that the absence of a secondary lensed image of B near the foreground quasar requires the combined mass of A and of its host galaxy to be less than  $7 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ . Let us note that a close group of three galaxies has been found at approximately  $10''$  West of quasar A and at nearly the same redshift (Stockton 1974). Shaver & Robertson (1985) obtained an R-band CCD image of this quasar pair under average seeing conditions and made a search for the presence of a secondary image of QSO B near quasar A. No such a secondary image, with an intensity greater than 1 percent that of B and further away than  $1''$  from quasar A, could be detected. Iovino & Shaver (1986) used these observations to refine the upper limit on the mass of the foreground quasar. They found that the mass of quasar A is less than  $2 \cdot 10^{12} M_{\odot}$  and they derived an upper limit of  $0.3 \text{ g/cm}^2$  for the surface mass density of any associated cluster.

We have proposed to use the WFPC2 planetary camera on-board the Hubble Space Telescope (HST) in order to set more stringent observational constraints on the presence of a secondary image, i.e. setting a larger magnitude difference between the primary and secondary QSO images at smaller angular separations, for this and two more recently reported pairs of quasars (Q1148+0055 A & B and Q1009-0252 A, B & C) having different redshifts and angular separations smaller than  $5''$  (Surdej et al. 1993; Hewett et al. 1994)<sup>1</sup>. The case of Q1009-0252 A-C,

<sup>1</sup> The detection of two quasar pairs alike Q1009-252 and Q1148+0055 in the LBQS is *not* unlikely (Hewett et al. 1998).

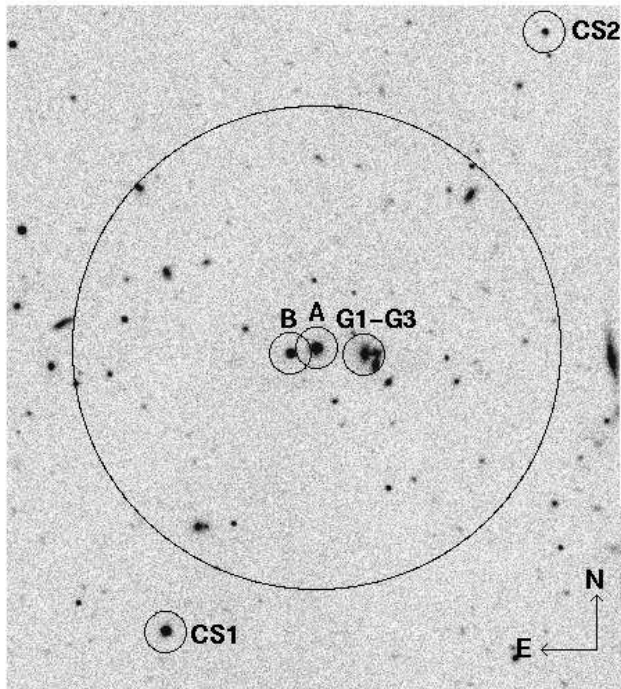
Send offprint requests to: claesken@astro.ulg.ac.be

<sup>\*</sup> Based on data collected with the Hubble Space Telescope and at the European Southern Observatory, La Silla, Chile

<sup>\*\*</sup> Chargé de recherches du F.N.R.S. (Belgium)

<sup>\*\*\*</sup> Directeur de recherches du F.N.R.S. (Belgium)





**Fig. 1.** Field centered on Q1548+114 A from the coadded ground-based *R* band observations. The large 45'' radius circle represents the region where field galaxy photometry has been performed using SExtractor. Small circles identify the quasars A & B, the comparison stars CS1 & CS2 and the 3 bright galaxies G1-G3 about 10'' West of QSO A.

consisting of two lensed QSO images A & B and a foreground quasar C located at a distance of 4.6'', will be reported in another paper (Surdej et al. 2000). In Sects. 2-3, we report on HST observations for Q1548+114 A & B together with complementary ground-based observations. In Sect. 4, we present the lensing model and in Sect. 5 we discuss the results. The observations of Q1148+0055 A & B are reviewed in Sect. 6. Conclusions form the last section. Cosmological parameters are fixed to  $\Omega_0 = 1$ ,  $\lambda_0 = 0$  and  $H_0 = 65$  km/s/Mpc.

## 2. Observations of Q1548+114 A & B

### 2.1. Ground-based observations

Q1548+114 A & B has been imaged at the European Southern Observatory (E.S.O., La Silla, Chile) under very good seeing conditions, with the SUSI direct camera mounted at the Nasmyth focus of the New Technology Telescope (NTT) during test time on 10<sup>th</sup> of May 1994. The Tektronix CCD # 25 was used. The scale is 0.128''/pixel. Three exposures of 3min were obtained in the *R* band, with an average seeing of 0.64''. These frames have been reduced following the standard procedure but flux calibration is missing. A scaled Point Spread Function (PSF) subtraction analysis (see Sect. 3.2) reveals a fuzzy source close to component A. This reinforced our decision to apply for observing time with HST.

In addition, we retrieved a set of 8 images of Q1548+114 observed in the *R* band with the E.S.O./M.P.I. 2.2m telescope + direct CCD camera in sub-arcsecond seeing conditions; the image scale is 0.175''/pixel. The frames were obtained during the March 1993 observations related to the *Gravitational Lensing* Key-Program, together with standard stars to allow photometric calibrations. The total exposure time amounts to 40min. After precise alignment and scaling, these frames were coadded together with the NTT frames in order to create the deepest image of the  $\simeq 1$  arcmin field around Q1548+114 A & B (see Fig. 1).

### 2.2. HST observations

Our HST observations of Q1548+114 A & B consist of 4 frames acquired with the WFPC2 planetary camera (PC1; scale: 0.0455''/pixel) through the F814W wideband filter (PID: 6790, PI: J. Surdej) on February 12, 1999. In order to avoid saturation of the bright pointlike image of component A, we chose an integration time of 400 sec and a gain of 15 e/ADU. Unfortunately, the last image cannot be used for PSF analysis because of the huge number of cosmic hits, some affecting the QSO images.

Q1548+114 A & B have also been observed in May 1995 with the Wide Field camera through the F702W filter (PID: 5682, PI: M. Burbidge) with an exposure time of 700 sec. Although the central parts of QSO A and QSO B are saturated, these data provide useful information on the close vicinity of QSO A.

## 3. Analysis of the observations of Q1548+114 A & B

### 3.1. Aperture photometry

Aperture photometry in the *R* band of Q1548+114 A & B and of the two comparison stars CS1 & CS2 (see Fig. 1) has been derived from the flux calibrated ground-based observations obtained on 20<sup>th</sup> of March 1993, using Johnson-Kron-Cousins standard stars (Landolt 1992) and the value of the extinction coefficient  $k_R = 0.067$  available on the WEB for that night (Burki et al. 1995). The magnitude difference between the two comparison stars being unchanged on the uncalibrated NTT observations, we made use of those stars to perform a secondary flux calibration of the NTT frames. The results are reported in Table 1.

While the Q1548+114 B flux remained constant within the error bar, our observations show that component A has dimmed by 0.15 mag between March 1993 and May 1994. The smallest magnitude difference observed in *R* between components A & B is thus about 0.22 mag while it was between 0.7 and 0.9 mag in 1983 (Shaver & Robertson 1985; Yee et al. 1986). The optical variability of Q1548+114 A is not surprising as its core is a known variable radio-source (Barthel et al. 1984).

The HST aperture magnitudes listed in Table 1 rely on the PHOTFLAM keyword and they have been derived according to the standard procedure described in Whitmore (1997). A CTE correction of 0.02 mag has been performed and the F814W magnitudes have been offset to the Vega system ( $I_C$  Kron-Cousins magnitudes; no colour term was added).

**Table 1.** Aperture photometry of Q1548+114 A+host & B. The estimated error bar is 0.05 mag.

Date	Telescope	Filter	Component A	Component B	CS1	CS2
20 March 1993	2.2m ESO/MPI	<i>R</i>	18.42	18.82	18.40	20.73
10 May 1994	NTT	<i>R</i>	18.57	18.79	18.40	20.73
12 February 1999	HST	<i>I<sub>c</sub></i>	17.55	18.23	-	-

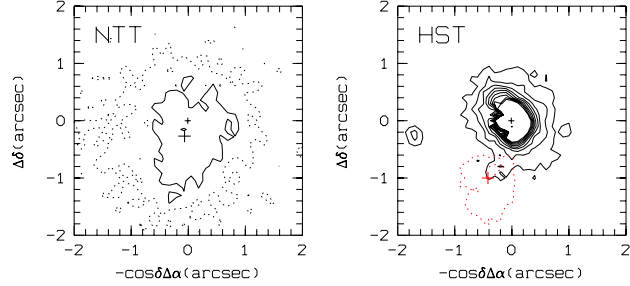
Finally, since light may be considered as a tracer of mass, we measured with SExtractor (Bertin & Arnouts 1996) the apparent *R* magnitude of all field galaxies detected within 45'' of QSO A on the deep coadded ground-based image, including the three bright galaxies G1-G3 seen in Fig. 1. The detection criterion corresponds to a limiting magnitude  $m_{R,lim}$  of 24 mag/arcsec<sup>2</sup>, significantly deeper than the HST direct imagery.

### 3.2. PSF analysis

Q1548+114 A directly appears to be a diffuse object on both the NTT and HST frames. A careful subtraction of a pointlike component corresponding to the QSO itself is required in order to better quantify the nature of the underlying extended object (e.g. the host galaxy). This is done by fitting simultaneously the intensity and position of the numerical PSF to the QSO contribution with an analytical model for the extended component. We used the program developed by Remy (1997). We first present the results from the ground-based observations, then from the archive images and finally from our own HST frames.

On each NTT frame, the numerical PSF has been estimated from QSO B and the two stars CS1 and CS2. Simultaneous fits of the PSF together with either a gaussian, exponential or de Vaucouleurs model for the diffuse component have been performed. The results are equivalently good in terms of the reduced  $\chi^2$ , which is of the order of unity, or residuals, which are all compatible with the statistical noise in the original images. The magnitude of the pointlike component is given by the integrated count number in the PSF while the magnitude of the galaxy has been estimated using SExtractor in the same way as for the field galaxies but after subtracting a scaled PSF from the original image. The magnitude estimates are very similar for the different models. They are reported in the first part of Table 2 together with the fitted positions.

The center position of the diffuse object is significantly offset with respect to that of the QSO on the ground-based images (Table 2). The HST archive images indicate that this is due to a companion galaxy located at about 1.1'' ( $\sim 5$  kpc) from the QSO and about 2 mag fainter than the host. Indeed, a synthetic PSF has been generated with the TINYTIM software package (Krist & Hook 1996) from the unsaturated pixels of QSO B and a scaled PSF subtraction has been performed on QSO A after giving a zero weight to the central saturated pixels. Considering only QSO A and a single extended object, their relative positions are found in agreement with those obtained from the ground-based observations, but residuals are present. Adding a second gaussian component considerably improves the fit; its position is found to coincide with that of the previous residuals, while



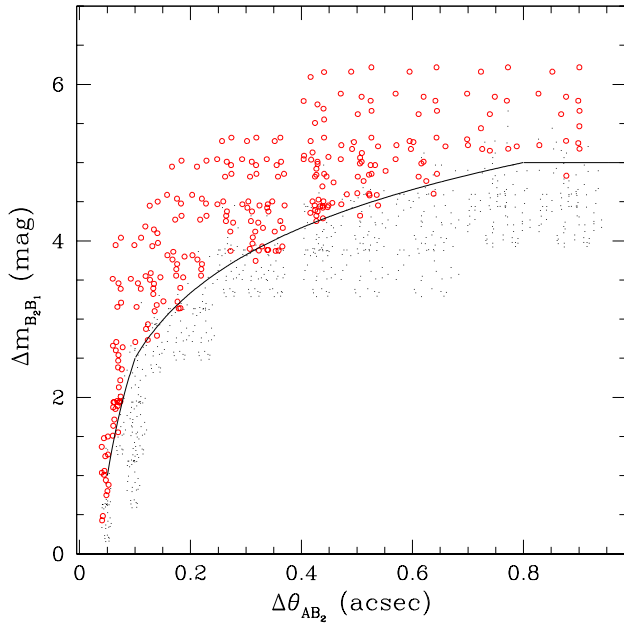
**Fig. 2.** Contour plots of the underlying objects in the *R* band after scaled PSF subtraction of Q1548+114 A. The external contours are at the 3 $\sigma$  level. Left: from ground-based images; the small (resp. large) cross indicates the QSO A (resp. host) position. Right: from HST archive image; the small (resp. large) cross indicates the QSO A + host (resp. companion) position; full lines define the host while dotted contours delineate the companion.

**Table 2.** PSF analysis of Q1548+114 A. The error bars reflect the dispersion of the results using different models and the error on the zero point for the NTT magnitudes.

NTT	$\Delta\alpha \cos \delta (")$	$\Delta\delta (")$	<i>R</i>
QSO A	+0.000 $\pm$ 0.000	+0.000 $\pm$ 0.000	18.75 $\pm$ 0.05
Host	+0.048 $\pm$ 0.008	-0.269 $\pm$ 0.046	20.28 $\pm$ 0.07
HST	$\Delta\alpha \cos \delta (")$	$\Delta\delta (")$	<i>R</i>
QSO A	+0.000 $\pm$ 0.000	+0.000 $\pm$ 0.000	-
Host	+0.000 $\pm$ 0.020	+0.000 $\pm$ 0.020	-
Comp.	+0.400 $\pm$ 0.100	-1.000 $\pm$ 0.100	22.00 $\pm$ 0.50
HST	$\Delta\alpha \cos \delta (")$	$\Delta\delta (")$	<i>I<sub>c</sub></i>
QSO A	+0.000 $\pm$ 0.000	+0.000 $\pm$ 0.000	17.89 $\pm$ 0.03
Host	+0.000 $\pm$ 0.006	+0.000 $\pm$ 0.006	19.70 $\pm$ 0.15

the first component is then centered on the QSO to better than half a pixel and thus corresponds to the host galaxy (see Fig. 2). Because of saturation, aperture photometry has only been performed for the companion, following Holtzmann et al. (1995). Assuming  $z \sim 0.5$ , we chose a color term  $V - R \sim 1$  (Fukugita et al. 1995). The photometry and the relative positions are listed in the central part of Table 2.

The presence of closeby companions in the vicinity of QSOs, especially when the host is an elliptical galaxy, has already been evidenced by Bahcall et al. (1997) and seems to be connected to the AGN process and to the QSO environment. In the case of Q1548+114 A, an extended emission line region has already been reported by Stockton & MacKenty in 1987. The host appears to be a typical  $L_*$  galaxy. The image is not deep



**Fig. 3.** Angular selection function (ASF) of our HST frames around Q1548+114 A. The ASF curve separates the undetected (circles) from the detected (dots) simulated secondary lensed images  $B_2$  in the vicinity of QSO A.

enough to probe the outermost profile so that its morphological type cannot be found from model fitting. We assume it is an elliptical galaxy since the quasar is radio-loud (e.g. Bahcall et al. 1997).

Finally, our F814W HST images are not saturated and allow for a clean PSF analysis of QSO A, firstly aimed at detecting a faint secondary lensed image  $B_2$  of QSO B. As a consequence, the host galaxy appears to be faint and the companion is barely detected so that its photometry cannot be performed. The analysis has been carried out as described in Remy et al. (1998): QSO B has been used to generate an oversampled TINYTIM PSF, for the best values of the jitter and focus parameters. As for the NTT frames, simultaneous fits of the PSF together with either a gaussian, exponential or de Vaucouleurs model for the host galaxy have been performed. It is impossible to identify which is the best model. The magnitude of QSO A corresponds to the integrated counts number in the scaled PSF while the magnitude of the host galaxy is estimated from the integrated flux in a box of  $1 \text{ arcsec}^2$  after a properly scaled PSF subtraction. The errors reported in Table 2 are dominated by the systematic uncertainty on the model. On the other hand, no secondary lensed image of QSO B is seen in the vicinity of QSO A + host galaxy after their subtraction.

### 3.3. HST detection limit on the secondary lensed image

The empirical determination of the largest magnitude difference between  $B_2$  and  $B_1 \equiv B$  detectable with our scaled PSF subtraction technique as a function of the angular separation be-

tween  $B_2$  and QSO A (i.e. the angular selection function, ASF) is very important in order to observationally set a realistic constraint on the QSO mass and on the lensing model. To reach this goal, we added to QSO A a synthetic PSF profile generated by TINYTIM with shot noise, at random positions and with random intensities. Each resulting image was then analysed in the same way as the original one. The ASF separates the detection and the non detection regions of the plane  $\Delta m_{B_2 B_1} - \Delta \theta_{AB_2}$  (see Fig. 3). A smoothed fit to the ASF is given by the following relation:

$$\begin{cases} \Delta m_{B_2 B_1} = 7.48 + 4.95 \log \Delta \theta_{AB_2} & \text{if } 0.05'' \leq \Delta \theta_{AB_2} \leq 0.1'' \\ \Delta m_{B_2 B_1} = 5.27 + 2.77 \log \Delta \theta_{AB_2} & \text{if } 0.1'' \leq \Delta \theta_{AB_2} \leq 0.8'' \\ \Delta m_{B_2 B_1} = 5 & \text{if } \Delta \theta_{AB_2} > 0.8'' \end{cases}$$

### 4. Lens modeling of Q1548+114 A and its environment

We have selected all the observed field galaxies residing within a  $45''$  radius from Q1548+114 A (see Sect. 3.1); the position and the apparent  $R$  magnitude estimated by SExtractor for each galaxy are listed in the first columns of Table 3. The corresponding data for the host and the companion galaxy were obtained from the PSF analysis (see Table 2).

All the galaxies, including the companion and the host galaxy of QSO A, are assumed to act as “truncated” Singular Isothermal Spheres (SIS; Katz & Paczyński 1987; Turner et al. 1984). Quasar Q1548+114 A itself is regarded to act as a point mass lens. We also assume that all field galaxies belong to one and same cluster located at  $z \sim 0.44$  which also includes Q1548+114 A and the three galaxies G1-G3 (Stockton 1974). We neglect microlensing by stars in the host galaxy.

The free parameters of our model are the  $(M/L_R)$  ratio of the galaxies, the mass  $M_A$  of QSO A and the density  $\kappa_c$  of a uniform sheet of dark matter possibly associated with the galaxy cluster.

The individual physical and lensing properties of the field galaxies computed in the frame of the SIS model are listed in the second part of Table 3. Their absolute magnitudes are derived from their apparent  $R$  magnitudes with a K-correction of 0.2 mag including evolution (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). Assuming that all galaxies are elliptical, we have calculated their corresponding velocity dispersions from their luminosity using the Faber-Jackson relation (Faber & Jackson 1976):

$$\frac{\sigma}{\sigma^*} = \left( \frac{L}{L^*} \right)^{1/4}, \quad (1)$$

where  $\sigma^*$  is set to 225 km/s and  $L^*$  corresponds to  $M_R^* = -20.9 + 5 \log h$  ( $h = H_0/100$ ), following the procedure in Fukugita & Turner (1991) and applying a colour term of  $b_j - R = 1.54$  (Metcalf et al. 1991). The value of  $\sigma^*$  is also in agreement with statistical studies of gravitational lensing in highly luminous quasar samples (Claeskens 1999; Kochanek 1996).

**Table 3.** Observed properties of all objects detected within  $45''$  from Q1548+114 A on ground-based observations (see Sect. 3; the properties of the QSO A host galaxy (H) and companion (C) come from the PSF analysis) and computed physical quantities for the field galaxies in the Einstein - de Sitter Universe with  $H_0 = 65$  km/s/Mpc (see Sect. 4). An  $M/L_R$  ratio of 50 has been adopted. “B”, “G1”, “G2” and “G3” in column “ID” stand for QSO B and galaxies G1-G3 in Fig. 1. The  $\Delta\alpha$  and  $\Delta\delta$  coordinates are relative to QSO A. Column “Type” refers to a pointlike object (1) or a galaxy (0).

ID#	$\Delta\alpha \cos \delta$ ( $''$ )	$\Delta\delta$ ( $''$ )	Type	$m_R$	$M_R$	$\sigma$ (km/s)	$\theta_E$ ( $''$ )	$M_{gal}$ ( $M_\odot$ )	$r_{cut}$ (kpc)	$\theta_{cut}$ ( $''$ )
30	-7.473	-40.995	0	24.57	-17.36	80.2	.11	2.322E+10	4.9	1.0
36	-26.288	-33.897	0	23.53	-18.40	101.9	.18	6.052E+10	8.0	1.5
39	15.367	-32.768	1	21.78	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
40	21.590	-33.364	0	20.09	-21.84	225.1	.87	1.438E+12	38.9	7.5
43	28.660	-28.948	0	25.28	-16.65	68.1	.08	1.207E+10	3.6	.7
44	-21.814	-28.314	0	23.55	-18.38	101.5	.18	5.941E+10	7.9	1.5
46	6.104	-26.876	0	24.05	-17.88	90.4	.14	3.749E+10	6.3	1.2
47	-28.284	-26.794	0	24.30	-17.63	85.4	.13	2.978E+10	5.6	1.1
50	-13.205	-26.182	1	21.47	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
51	-17.856	-24.520	0	22.47	-19.46	130.1	.29	1.606E+11	13.0	2.5
57	22.645	-21.221	0	23.28	-18.65	108.0	.20	7.618E+10	8.9	1.7
58	-30.499	-21.139	0	22.07	-19.86	142.7	.35	2.322E+11	15.6	3.0
60	-10.257	-19.380	0	24.04	-17.89	90.6	.14	3.783E+10	6.3	1.2
61	18.631	-18.153	0	24.07	-17.86	90.0	.14	3.680E+10	6.2	1.2
65	23.544	-16.328	0	23.67	-18.26	98.7	.17	5.319E+10	7.5	1.4
68	-4.620	-14.337	0	23.45	-18.48	103.8	.19	6.514E+10	8.3	1.6
69	-13.924	-14.194	0	23.09	-18.84	112.8	.22	9.075E+10	9.8	1.9
70	-27.240	-13.110	0	24.42	-17.51	83.1	.12	2.666E+10	5.3	1.0
72	31.950	-10.994	0	22.83	-19.10	119.8	.25	1.153E+11	11.0	2.1
75	15.310	4.289	0	25.11	-16.82	70.9	.09	1.412E+10	3.9	.7
76	-3.299	-9.967	0	21.93	-20.00	147.4	.37	2.642E+11	16.7	3.2
77	35.546	-7.611	0	24.54	-17.39	80.8	.11	2.387E+10	5.0	1.0
78	3.528	-7.452	0	23.85	-18.08	94.7	.15	4.507E+10	6.9	1.3
79	2.509	-6.119	0	22.87	-19.06	118.7	.24	1.111E+11	10.8	2.1
80	-25.737	-6.324	0	21.66	-20.27	156.8	.42	3.387E+11	18.9	3.6
81	-13.163	-6.414	0	20.87	-21.06	188.1	.61	7.012E+11	27.1	5.2
82	-31.717	-4.943	0	23.79	-18.14	96.0	.16	4.763E+10	7.1	1.4
84	43.782	-4.814	0	22.90	-19.03	117.9	.24	1.081E+11	10.7	2.1
85	-30.348	-4.492	0	23.80	-18.13	95.8	.16	4.719E+10	7.0	1.4
86	38.313	-4.949	0	21.71	-20.22	155.0	.41	3.235E+11	18.4	3.6
89	-23.920	-1.904	1	21.91	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
90	16.119	-2.840	0	25.06	-16.87	71.7	.09	1.479E+10	3.9	.8
92	15.397	-2.463	0	23.11	-18.82	112.3	.22	8.910E+10	9.7	1.9
93	-29.215	-2.693	0	22.92	-19.01	117.3	.24	1.061E+11	10.6	2.0
94	13.222	3.471	0	21.61	-20.32	158.6	.43	3.547E+11	19.3	3.7
B 95	4.806	-1.017	1	18.76	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
96	-38.396	1.205	0	22.53	-19.40	128.3	.28	1.520E+11	12.6	2.4
G1 97	-8.746	-1.048	0	19.44	-22.49	261.4	1.17	2.617E+12	52.4	10.1
G3 98	-10.772	-3.173	0	19.89	-22.04	235.7	.95	1.729E+12	42.6	8.2
G2 99	-10.948	-.866	0	20.42	-21.51	208.6	.75	1.061E+12	33.4	6.4
H 100	.000	.000	0	20.28	-21.65	215.5	.80	1.207E+12	35.6	6.9
C 101	.400	-1.000	0	22.00	-19.93	145.0	.36	2.477E+11	16.1	3.1
102	-6.671	2.644	0	22.29	-19.64	135.6	.32	1.896E+11	14.1	2.7
103	-21.196	3.032	0	23.57	-18.36	101.0	.18	5.833E+10	7.8	1.5
104	31.512	5.543	0	24.38	-17.55	83.8	.12	2.766E+10	5.4	1.0
105	-43.736	5.017	0	22.98	-18.95	115.7	.23	1.004E+11	10.3	2.0
107	35.517	5.307	1	20.74	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
108	7.015	5.953	0	23.01	-18.92	114.9	.23	9.769E+10	10.1	2.0
109	-24.620	7.602	0	24.87	-17.06	74.9	.10	1.761E+10	4.3	.8
110	-11.325	8.068	0	24.78	-17.15	76.4	.10	1.914E+10	4.5	.9
112	25.974	9.352	0	24.01	-17.92	91.3	.14	3.889E+10	6.4	1.2
113	-25.984	9.088	0	23.44	-18.49	104.1	.19	6.575E+10	8.3	1.6

**Table 3.** (continued)

ID#	$\Delta\alpha \cos \delta$ ( $''$ )	$\Delta\delta$ ( $''$ )	Type	$m_R$	$M_R$	$\sigma$ (km/s)	$\theta_E$ ( $''$ )	$M_{gal}$ ( $M_\odot$ )	$r_{cut}$ (kpc)	$\theta_{cut}$ ( $''$ )
114	-25.271	9.415	0	24.20	-17.73	87.4	.13	3.265E+10	5.9	1.1
115	-13.839	10.175	0	23.31	-18.62	107.2	.20	7.411E+10	8.8	1.7
116	-6.826	10.222	1	22.68	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
117	-31.054	10.884	0	22.65	-19.28	124.8	.27	1.361E+11	12.0	2.3
120	38.698	11.837	0	24.98	-16.95	73.0	.09	1.592E+10	4.1	.8
122	3.031	12.063	0	24.41	-17.52	83.2	.12	2.691E+10	5.3	1.0
123	35.130	12.734	0	22.62	-19.31	125.7	.27	1.399E+11	12.1	2.3
124	.537	12.565	1	22.07	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
128	27.709	13.982	0	20.66	-21.27	197.4	.67	8.509E+11	29.9	5.8
129	20.446	15.896	0	21.80	-20.13	151.8	.40	2.978E+11	17.7	3.4
130	4.963	16.848	0	23.73	-18.20	97.4	.16	5.033E+10	7.3	1.4
131	-33.081	18.466	0	22.92	-19.01	117.3	.24	1.061E+11	10.6	2.0
132	-3.764	19.784	0	23.47	-18.46	103.4	.18	6.395E+10	8.2	1.6
135	16.476	23.323	0	23.38	-18.55	105.5	.19	6.948E+10	8.5	1.6
136	-37.215	24.236	0	24.36	-17.57	84.2	.12	2.818E+10	5.4	1.1
137	-3.748	24.670	0	24.85	-17.08	75.2	.10	1.794E+10	4.3	.8
138	-12.296	25.729	0	23.27	-18.66	108.2	.20	7.689E+10	9.0	1.7
139	-12.502	26.383	0	25.47	-16.46	65.2	.07	1.014E+10	3.3	.6
140	-12.218	26.669	0	25.81	-16.12	60.3	.06	7.411E+09	2.8	.5
142	-13.559	27.323	0	22.68	-19.25	124.0	.26	1.324E+11	11.8	2.3
144	-24.332	29.426	0	22.16	-19.77	139.8	.34	2.137E+11	15.0	2.9
145	-28.307	28.477	0	20.26	-21.67	216.5	.80	1.230E+12	35.9	6.9
147	32.871	29.810	0	20.54	-21.39	202.9	.71	9.503E+11	31.6	6.1
148	29.660	31.958	0	23.34	-18.59	106.5	.19	7.209E+10	8.7	1.7
149	12.744	33.742	0	23.40	-18.53	105.0	.19	6.821E+10	8.5	1.6
150	-7.702	33.911	0	22.83	-19.10	119.8	.25	1.153E+11	11.0	2.1
151	-28.558	33.864	1	21.63	.00	.0	.00	0.000E+00	.0	.0
152	-.239	35.339	0	22.08	-19.85	142.4	.35	2.301E+11	15.5	3.0
155	-18.118	37.734	0	24.42	-17.51	83.1	.12	2.666E+10	5.3	1.0
156	-21.306	37.572	0	25.78	-16.15	60.7	.06	7.618E+09	2.8	.5
157	-21.527	37.882	0	25.06	-16.87	71.7	.09	1.479E+10	3.9	.8

The angular Einstein radius  $\theta_E$  is then derived according to the well known formula for SIS (e.g. Schneider et al. 1992):

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma^2}{c^2} \frac{D_{DS}}{D_{OS}}, \quad (2)$$

where  $D_{DS}$  and  $D_{OS}$  are the cosmological angular distances between the deflector and the source and the observer and the source, respectively. Let us note here that, whatever the cosmological model, the angular Einstein radius of the QSO A host galaxy is always smaller than half the angular distance between QSO A and QSO B (2.45''). Thus, we would never expect a secondary lensed image  $B_2$  to be produced by the host alone (e.g. Refsdal & Surdej 1994).

The SIS model actually describes the halo of the galaxies. Its surface mass density is truncated at  $r_{cut}$  such that the SIS deflection angle is equal to that of the Schwarzschild lens with mass  $M_{gal}$ :

$$r_{cut} = \frac{G M_{gal}}{\pi \sigma^2}. \quad (3)$$

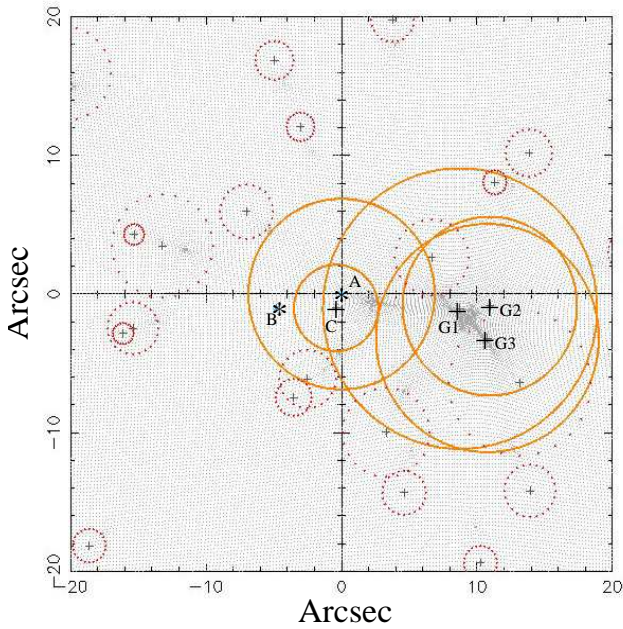
The mass of the galaxies  $M_{gal}$  is computed from their luminosity for a given mass-to-light ratio ( $M/L_R$ ) expressed in

solar units, and adopting for the Sun the absolute magnitude  $M_{R,\odot} = 4.31$  (Allen 1976). Thus, changing the ( $M/L_R$ ) ratio does only affect the cut-off radius, and not the Einstein radius of the lens. The galactic masses listed in Table 3 correspond to ( $M/L_R$ ) = 50. Fig. 4 illustrates the angular cut-off radius and position of the galaxies in the lens plane. The angular cut-off radius of the quasar A host galaxy amounts to 7'', equivalent to 36 Kpc in the lens plane<sup>2</sup>. Note that the *angular* cut-off radius is independent of  $\Omega_o$  and  $\lambda_o$ .

Now, how to compute the secondary lensed image properties? For a given mass distribution in the lens plane, the true position of the source (Q1548+114 B) is derived from the observed primary image position ( $B_1$ ). Then, the flux ratio between the primary image ( $B_1$ ) and a possible secondary lensed image ( $B_2$ ) of Q1548+114 B is computed by means of the ray shooting method (Schneider et al. 1992), which includes the shear effect of all field galaxies. In order to simulate the possible formation of image  $B_2$ , we chose a very small circular source

<sup>2</sup> In the SIS model, the radius of the spherical halo containing the equivalent mass  $M_{gal}$  is given by  $R_H = \pi/2 r_{cut}$  and thus would extend up to 56 Kpc for the host galaxy.





**Fig. 4.** Circles with angular cut-off radii of SIS models associated with each galaxy in the vicinity of Q1548+114 A ( $M/L_R = 50$ ). Continuous (resp. dotted) circles correspond to galaxies with known (resp. unknown) redshifts. The two asterisks indicate the positions of Q1548+114 A & B and the crosses the center positions of field galaxies. The background shows the caustic network. North is up and East to the left.

$(\theta_s \sim 5 \cdot 10^{-9})^3$ , which corresponds to a QSO continuum emitting region of  $\sim 10^{14}$  cm. In the ray shooting calculations, we have finally used a very fine grid whose size is one thousandth the diameter of the source, so that within a square surrounding the unlensed source,  $10^6$  rays are being shot. The results for the expected magnitude difference between the  $B_1$  and  $B_2$  lensed images are presented and discussed in the next section.

## 5. Upper limits on the mass of quasar Q1548+114 A

### 5.1. Results

No secondary lensed image  $B_2$  has been detected in the close vicinity of QSO A. For each lens model, the expected flux ratio of the lensed images  $I(B_2)/I(B_1)$  can be displayed as a function of the angular separation between  $B_2$  and QSO A. These curves being parametrized as a function of the mass  $M_A$  of QSO A, their intersections with the HST ASF derived in Sect. 3.3 yield the corresponding upper limits on  $M_A$ . Results for different lens models are presented in Fig. 5 and in Table 4.

A qualitative analysis of Fig. 5 first shows that all curves are very close to each other. A secondary lensed image could therefore not be detected closer than  $\sim 0.55''$  from QSO A because it would be too faint. This quasi-degeneracy is due to at least three reasons: i) a secondary image can only be produced

**Table 4.** Mass constraints (in  $M_\odot$ ) on QSO A for the lensing model with point mass + host + companion + G1-G3.

	$M/L_R = 10$	$M/L_R = 50$
$\kappa_c = 0$	$4.7 \cdot 10^{11}$	$4.4 \cdot 10^{11}$
$\kappa_c = 0.2$	$3.6 \cdot 10^{11}$	$3.3 \cdot 10^{11}$

by the point mass associated with QSO A since  $\theta_{E,Host} = 0.8''$  is smaller than half the angular distance between images A and B; ii) for small angular separations, the shear effect of the point mass dominates, so that all curves merge at very small angular separations ( $\Delta\theta \rightarrow 0$ ); iii) the effect of the three bright galaxies is weaker than in Iovino & Shaver (1986), as we replaced for these the (unrealistic) point mass model with the SIS model: increasing the mass of the galaxies results in expanding their halo instead of deepening their gravitational well.

However, the mass parametrization is not the same on the different curves. The host galaxy as well as the new close companion help in producing a secondary image, while galaxies G1-G3 counteract the influence of QSO A. The latter effect is best seen on the  $M/L_R = 50$  curves (see Fig. 5A) since the angular cut-off radii of G1 and G3 then extend up to QSO A. However, the exact value of  $M/L_R$  has little influence on the final results (see Table 4). On the other hand, the overall tidal shear ( $\gamma = 0.012$ ) produced by the remaining 70 field galaxies has a negligible effect on the results (see the large crosses in Fig. 5A). Simulations show that this remains true if we assume that the field galaxies are not at the redshift of QSO A. Thus, the corresponding external shear can be neglected.

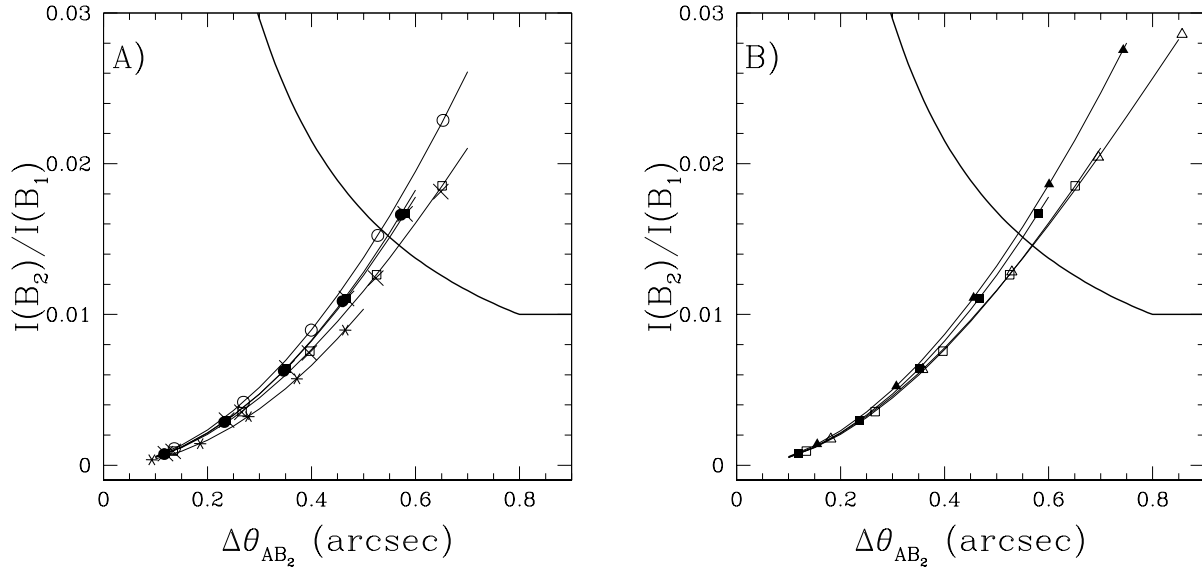
Finally, assuming that all field galaxies belong to one and same cluster at  $z = 0.44$ , the associated surface mass density  $\kappa_c$  is about 0.025 in units of the critical density for  $M/L_R = 30$  ( $\Sigma_{crit} \simeq 0.5 \text{ g/cm}^2$ ). If we consider that 90% of the mass of the cluster is dark matter, we find that the latter acts as a uniform sheet of matter with a maximum surface density  $\kappa_c = 0.2$ . The mass constraint is then stronger since the cluster contributes to the image angular separation (see Fig. 5B and Table 4).

The limits on  $M_A$  presented in Table 4 scale as  $H_0^{-1}$ . Choosing a flat cosmology dominated by the cosmological constant reinforces the constraints on  $M_A$  by only  $\sim 25\%$  so that our results are robust and conservative with respect to the exact values of the cosmological parameters.

### 5.2. Discussion

Due to the modeling of galaxies by means of SIS, the constraint on the mass of QSO A ( $M_A < 4.5 \cdot 10^{11} M_\odot$ ) is little sensitive to the adopted values of the model parameters. This new upper limit is only 4 times smaller than the value proposed by Iovino & Shaver (1986) but it is a robust estimate built on observed galaxy magnitudes and on a realistic ASF. How does this limit compare with other estimations? First, computing the QSO A bolometric luminosity from the  $R$  luminosity using  $L_{bol} \simeq 43L_R$  (as derived from Fig. 7 in Laor & Draine 1993) and  $L_R$  being computed from the apparent magnitude of

<sup>3</sup> The exact source size is not important as the source lies far from any caustic (see Fig. 4).



**Fig. 5a and b.** Intensity ratio between the lensed images ( $B_1 \equiv B$  and  $B_2$ ) as a function of the angular separation between  $B_2$  and Q1548+114 A for different lensing models. The same symbols represent a QSO A mass of 1, 2, 3, 4 and 5 in units of  $10^{11} M_\odot$ ; filled symbols for  $M/L_R = 10$  and open symbols for  $M/L_R = 50$ . A) point mass (\*), point mass + host (circles), point mass + host + companion + G1-G3 (squares); the large crosses indicate the result when considering the (very small) influence of all the other field galaxies. B) point mass + host + companion + G1-G3 with  $\kappa_c = 0$  (squares) and  $\kappa_c = 0.2$  (triangles). On both graphs, the thick line represents the observed ASF.

QSO A in Table 2, the minimum Eddington mass of the MBH is found to be approximately  $1.5 \cdot 10^8 M_\odot$ . On the other hand, Laor (1998) presents a correlation between the MBH mass and the absolute  $V$  magnitude of the host, based on BLR measurements and HST host observations. Adopting  $V - R \sim 1$  (Fukugita et al. 1995) for the host, we get  $M_{\text{MBH}} \simeq 2 \cdot 10^8 M_\odot$ . Finally, the correlation between the mass of the bulge and the mass of the MBH proposed by Magorrian et al. (1998) for local normal galaxies would yield with our measurement of the host absolute magnitude  $M_{\text{MBH}} \simeq 10^9 M_\odot$  for  $M/L_R = 10$ .

Our upper limit on  $M_A$  thus remains more than two orders of magnitude above current estimates. On the other hand, our non-detection of a secondary lensed image is fully compatible with the expected mass of QSO A. If this secondary image was unseen because of extinction by dust, the resulting value of  $M_A$  would then be in conflict with the other estimates.

## 6. HST direct imagery of Q1148+0055 A & B

Q1148+0055 A & B ( $z_A = 1.89$ ,  $z_B = 1.41$ ,  $\Delta\theta = 3.9''$ ) has been identified in a search for new gravitational lens systems within a sample of highly luminous quasars (Surdej et al. 1993; see also Hewett et al. 1994). The angular separation between these two quasars turns out to be the smallest one presently known among pairs with different redshifts. The published  $V$  magnitudes of the two objects are  $V_A = 18.2$  and  $V_B = 21.2$  (Hewett et al. 1998). Thus, the most distant QSO being also the brightest, the detection of a secondary image should be easier.

Q1148+0055 A & B have been imaged in April 1999 with the WFPC2 planetary camera onboard HST through the F555W

**Table 5.** Photometry in the F555W  $\simeq V$  filter and relative astrometry for Q1148+0055 A & B.

	$\Delta\alpha \cos \delta (")$	$\Delta\delta (")$	$V$
QSO A	$+0.000 \pm 0.000$	$+0.000 \pm 0.000$	$18.00 \pm 0.01$
QSO B	$+3.623 \pm 0.001$	$-1.396 \pm 0.001$	$21.60 \pm 0.05$

filter ( $4 \times 400$  sec), and through the F814W filter ( $2 \times 1300$  sec) to search for closeby galaxies (PID 6790). The photometry in F555W and the relative astrometry of Q1148+0055 A & B have been performed using a PSF subtraction as described in Sect. 3.2; they are reported in Table 5. QSO B is found to lie at  $3.883'' \pm 0.001''$  and P.A. =  $111.05^\circ \pm 0.05$  from QSO A, confirming the values of  $3.9'' \pm 0.1''$  and  $111^\circ \pm 2^\circ$  derived by Hewett et al. (1998). No secondary lensed image of QSO A is detected in the close angular vicinity of QSO B. The images of the QSOs are saturated on the F814W frames but the galaxy detected in infrared by Hewett et al. (1998) is clearly seen at  $\Delta\theta = 5.24'' \pm 0.05''$  and P.A. =  $274.9^\circ \pm 0.1^\circ$ . Its magnitude within a circle of  $1''$  radius is  $I_c = 21.4 \pm 0.1$ . From the  $K$  magnitude published by Hewett et al. (1998), we find  $I_c - K = 3 \pm 0.25$ . This could be the colour of a  $\sim 0.3 L_*$  elliptical galaxy located at  $z \sim 0.6 - 0.8$  (Fioc & Rocca-Volmerange 1997; Songaila et al. 1994).

We estimated the ASF as described in Sect. 3.3. Without any clues on the host of Q1148+0055 B, the lensing model is simply reduced to a single point mass for Q1148+0055 B and one truncated SIS for the closeby galaxy. Ray shooting simulations show that the absence of a secondary lensed image

$A_2$  with a flux larger than 0.1% the flux of Q1148+0055 A and located further away than  $0.25''$  from Q1148+0055 B implies that the combined mass of the latter and its host must be smaller than  $6.5 \cdot 10^{11} M_\odot$ . This results is very little dependent on the adopted  $M/L_R$  for the galaxy.

## 7. Conclusions

On the basis of new HST direct images, we constrained the mass of Q1548+114 A and Q1148+0055 B from the non detection of secondary lensed images of the background quasars located very close to the lines-of-sight. All the detected field galaxies have been taken into account in the ray shooting simulations, including the host when visible. The derived maximal mass of Q1148+0055 B plus its host has been estimated to  $6.5 \cdot 10^{11} M_\odot$  while that of the central pointlike component of Q1548+114 A is  $4.5 \cdot 10^{11} M_\odot$ . These limits are robust with respect to the adopted  $M/L_R$  ratio and redshift for the field galaxies and to the exact values of  $\Omega_o$  and  $\lambda_o$ . They scale as  $H_o^{-1}$ .

The upper limit on the central mass of Q1548+114 A is in full agreement with independent estimates of  $\sim 10^9 M_\odot$ . As the latter are based on several assumptions, gravitational lensing provides a valuable check. This is also an important argument to say that extinction should not be critical in our observations. Unfortunately, improving the sensitivity of this technique within the expected QSO mass range requires unrealistically high angular resolution and dynamic (see Fig. 5). The discovery of a distant quasar very close to the line-of-sight of a local one ( $z \leq 0.1$ ) would help in strengthening the mass constraint, provided the host galaxy of the latter does not spoil the detection of the secondary lensed images.

In the course of our study, we performed photometry and relative astrometry of all objects detected in the QSO fields, using PSF fitting to analyse the close angular vicinity of the quasars. The host and the presence of a close companion of Q1548+114 A have been reported.

**Acknowledgements.** This research was supported in part by contract P4/05 "Pôle d'Attraction Interuniversitaire" (OSTC, Belgium), by the "Fonds National de la Recherche Scientifique" (Belgium) and by PRODEX (Gravitational lensing studies with HST).

## References

Allen C.W., 1976, *Astrophysical Quantities*, 3<sup>rd</sup> edition, 162p  
Bahcall J.N., Kirkhakos S., Saxe D.H., Schneider D.P., 1997, *ApJ* 479, 642

Barthel P.D., Miley G.K., Schilizzi R.T., Preuss E., 1984, *A&A* 140, 399  
Bertin E., Arnouts S., 1996, *A&AS* 117, 393  
Burki G., Rufener F., Burnet M., et al., 1995, *A&AS* 112, 383, <http://archive.eso.org/wdb/wdb/eso/extinctions/form>  
Claeskens J.-F., 1999, Thèse de Doctorat, Soc. Roy. Sci. Liège 68 1-4, pp. 1-305  
Faber S.M., Jackson R.E., 1976, *ApJ* 204, 668  
Fioc M., Rocca-Volmerange B., 1997, *A&A* 326, 950  
Fukugita M., Turner E.L., 1991, *MNRAS* 253, 99  
Fukugita M., Shimasaku K., Ichikawa T., 1995, *PASP* 107, 945  
Gott J.R., Gunn J.E., 1974, *ApJ* 190, L105  
Hewett P.C., Irwin M.J., Foltz C.B., et al., 1994, *AJ* 108, 1534  
Hewett P.C., Foltz C.B., Harding M.E., Lewis G.F., 1998, *AJ* 115, 383  
Holtzman J.A., Burrows C.J., Casertano S., et al., 1995, *PASP* 107, 1065  
Iovino A., Shaver P., 1986, *A&A* 166, 119  
Katz N., Paczynski B., 1987, *ApJ* 317, 11  
Kochanek C.S., 1996, *ApJ* 466, 638  
Krist J., Hook R., 1996, <http://scivax.stsci.edu/~krist/tinytim.html>  
Krolik J.H., 1999, *Active Galactic Nuclei*. Princeton University Press  
Landolt A.U., 1992, *AJ* 104, 340  
Laor A., 1998, *ApJ* 503, L83  
Laor A., Draine B.T., 1993, *ApJ* 402, 441  
Magorrian J., Tremaine S., Richstone D., 1998, *AJ* 115, 2285  
Metcalf N., Shanks T., Fong R., Jones L.R., 1991, *MNRAS* 249, 498  
Padovani P., Rafanelli P., 1988, *A&A* 205, 53  
Refsdal S., Surdej J., 1994, *Rep. Prog. Phys.* 56, 117  
Remy M., 1997, Thèse de Doctorat, Université de Liège  
Remy M., Claeskens J.-F., Surdej J., et al., 1998, *New Astr.* 3, 379  
Shaver P., Robertson J.G., 1985, *MNRAS* 212, 15p  
Schneider P., Ehlers J., Falco E.E., 1992, In: Harwit M., Kippenhahn R., Trimble V., Zahn J.-P. (eds.) *Gravitational lenses*. A&A Library, Springer-Verlag  
Songaila A., Cowie L.L., Hu E.M., Gardner J.P., 1994, *ApJS* 94, 461  
Stockton A., 1974, *Nat* 250, 308  
Stockton A., MacKenty J.W., 1987, *ApJ* 316, 584  
Surdej J., Remy M., Smette A., et al., 1993, In: Surdej J., Fraipont-Caro D., Gosset E., et al. (eds.) *Proc. of the 31st Liège International Astrophysical Colloquium*, p. 153  
Surdej J., et al., 2000, in preparation  
Turner E.L., Ostriker J.P., Gott J.R., 1984, *ApJ* 284, 1  
Wampler E.J., Baldwin J.A., Burke W.L., et al., 1973, *Nat* 246, 203  
Whitmore B., 1997, [http://www.stsci.edu/ftp/instrument\\_news/WFPC2/Wfpc2\\_phot/photom2.ps](http://www.stsci.edu/ftp/instrument_news/WFPC2/Wfpc2_phot/photom2.ps)  
Yee H.K.C., Green R.F., Stockman H.S., 1986, *ApJS* 62, 681



### 3.1.3 Discussion

Comme cela est discuté dans les Sections 5.2 et 7 de l'article, les contraintes imposées par la méthode gravitationnelle sur la masse des quasars Q1548+114 A et Q1148+0055 B ne sont pas très fortes comparées aux estimations faites à partir d'autres méthodes de détermination de masse. Ainsi, la limite de masse imposée par la méthode gravitationnelle est-elle presque 3 ordres de grandeur supérieure à l'estimation faite à partir de la relation entre la masse du trou noir et la luminosité de sa galaxie hôte. Toutefois, comme nous l'avons discuté ci-dessus, cette dernière méthode est sujette à de nombreuses erreurs systématiques et ne permet qu'une détermination de la masse qu'à un facteur (au mieux) 5 près.

Quoi qu'il en soit, la contrainte imposée pour 1548+114 reste bien faible et on peut légitimement se demander si la méthode gravitationnelle possède un avenir. Dans l'hypothèse de détection future de plusieurs paires de quasars à faible séparation angulaire (typiquement  $< 1,5''$  ; voir Section 3.3 pour une discussion du réalisme d'une telle hypothèse), on pourrait espérer découvrir des systèmes où des images multiples du quasar d'arrière-plan seraient observables. Dans ces cas, au vu de la faible sensibilité de la détermination de la masse du quasar vis-à-vis du modèle de défecteur (pour autant que ce dernier soit réaliste!), la méthode gravitationnelle se présenterait alors comme une nouvelle méthode primaire de détermination de la masse des quasars, avec pour avantage sur les autres méthodes existantes, de s'appliquer à des quasars *très lumineux* et possédant un décalage vers le rouge élevé. C'est-à-dire de s'appliquer là où les autres méthodes ne sont pas applicables. En effet, même si la méthode du "*reverberation mapping*" s'applique en principe facilement à plus grand décalage vers le rouge, elle ne permet pas une étude des quasars très lumineux (les campagnes de suivi devraient dans ce cas s'étendre sur plusieurs dizaines d'années). La méthode cinématique est par contre très difficilement envisageable à grand décalage vers le rouge en raison de la réduction de la taille angulaire des quasars et de leur hôte avec l'augmentation de la distance. Dans ce contexte, seules des méthodes secondaires pourraient être applicables à décalage vers le rouge élevé (i.e.  $z > 0,2$ ), mais si on ne souhaite pas biaiser les résultats d'une étude de l'évolution avec le redshift de la masse des quasars, il est impératif d'utiliser une méthode primaire de calibration de la masse. Nous suggérons que la méthode gravitationnelle est celle-ci. L'inconvénient majeur de cette méthode est sa faible probabilité de réalisation.

Une fois bien comprise l'incomplétude du catalogue de quasars découverts par le SDSS, nous envisageons de sonder celui-ci afin de rechercher de nouvelles paires de quasars à faible séparation angulaire. Enfin, nous souhaitons remarquer que pour des galaxies inactives, les lentilles gravitationnelles peuvent également offrir un diagnostic sur la masse du trou noir central en cas de détection d'une cinquième image d'un quasar d'arrière-plan (Rusin & Ma, 2001; Bowman *et al.*, 2004) ou au travers de la mesure du délai temporel entre images multiples (Borgeest, 1986).

## 3.2 Etude observationnelle de la lentille gravitationnelle Q1009-0252 A & B

### 3.2.1 Introduction

Le système Q1009-0252 constitue la troisième paire de quasars à faible séparation angulaire, et possédant des décalages vers le rouge différents, que nous ayons étudiée. Ce système a été découvert simultanément par Surdej *et al.* (1993) durant l'ESO Key Project consacré à la recherche de nouvelles lentilles gravitationnelles et par Hewett *et al.* (1994) durant un projet de recherche de lentilles gravitationnelles dans un échantillon de quasars très lumineux (*Large Bright Quasar Survey* ou LBQS). La particularité de ce système vient du fait que le quasar d'arrière-plan est doublement imagé (Q1009-0252 A & B). Cependant, le déflecteur n'est pas le quasar d'avant-plan Q1009-0252 C ( $z=1,62$ ) situé à  $4,6''$  de Q1009-0252 A mais une galaxie lentille située très probablement à  $z=0,87$ . Nous n'avons pas tenté de déterminer la masse du quasar d'avant-plan pour ce système. Par contre, nous avons réalisé une étude critique de l'effet de lentille gravitationnelle sur le quasar le plus lointain. Celle-ci est motivée par le fait que Q1009-0252 est une cible de choix pour un suivi photométrique (Saha *et al.*, 2005) grâce à la relativement grande séparation angulaire ( $\Delta\theta=1,55''$ ) entre les images A et B, à leur brillance importante ( $R < 20,0$ ) et à la présence de C utilisable comme PSF de référence. De plus, depuis la découverte de ce système par Surdej *et al.* (1993) et par Hewett *et al.* (1994), aucune observation de suivi de ce système n'avait été menée. L'obtention d'images HST de Q1009-0252 offrait l'opportunité de rassembler les données en notre possession pour ce système (et pour certaines non publiées) et d'étudier ses propriétés.

### 3.2.2 Résumé de l'article

Nous proposons une étude critique de l'imagerie et de la spectroscopie obtenues pour le système Q1009-0252 A & B. Nous reportons tout d'abord une étude détaillée de la galaxie lentille pour la première fois identifiée sur base d'observations de ce système obtenues avec la WFPC2 et NICMOS à bord du télescope spatial Hubble. Cette étude permet de reconnaître celle-ci comme une galaxie elliptique et d'en déterminer un redshift photométrique. A partir de modèles simples de lentille, nous proposons également une valeur attendue du délai temporel de  $121h_{65}^{-1}$  jours et une estimation du rapport M/L à l'intérieur du rayon d'Einstein  $(M/L)_I = 4,5 + 0,5 h_{65} (M_{\odot}/L_{\odot})$ . Par ailleurs, à partir d'imagerie au sol existante, nous avons construit une courbe de lumière multi-couleur de ce système, mettant en évidence une variation temporelle du flux. Enfin, une nouvelle méthode d'extraction de spectres partiellement superposés, développée par Khmil & Surdej (2002), a été appliquée aux données spectroscopiques obtenues pour ce système en 1993. Les spectres extraits ont été analysés dans le but d'étudier les effets de microlentille et de l'extinction dans ce système.

Dans ce travail, nous avons pris une part active principalement dans l'étude des données HST de Q1009-0252. En particulier nous avons déterminé la photométrie et l'astrométrie des composantes ponctuelles et de la galaxie lentille sur base des données WFPC2. Nous avons également étudié les caractéristiques de la galaxie lentille. Ainsi, nous avons pu montrer que le profil de luminosité était en bon accord avec un profil de de Vaucouleurs caractéristique d'une galaxie elliptique. La valeur de rayon effectif que nous avons obtenue pour ce profil est en désaccord avec la valeur obtenue dans la bande H par Lehár *et al.* (2000). Nous avons réalisé de nombreuses simulations afin de valider nos résultats. Par ailleurs, nous avons également estimé le décalage vers le rouge de la lentille à partir des couleurs observées comparées aux couleurs prédites par le modèle d'évolution galactique *Pegase* (Fioc & Rocca-Volmerange, 1997). La meilleure valeur du décalage vers le rouge attendu par cette méthode est  $z = 0,8 \pm 0,2$ , tout à fait consistante avec la valeur de  $z = 0,87$  suggérée par les raies en absorption observées dans les spectres de A&B, mais aussi de façon plus surprenante<sup>6</sup>, avec la valeur déduite par Lehár *et al.* (2000) à partir de la relation du plan fondamental. Enfin nous avons également pris une part active à la détermination du rapport M/L de la galaxie lentille.

---

<sup>6</sup>Car utilisant une valeur du rayon effectif en désaccord avec la valeur que nous avons mesurée.

## HST and ground-based observations of the gravitational lens system Q1009-0252 A & B<sup>★</sup>

J.-F. Claeskens<sup>1,★★</sup>, S. V. Khmil<sup>1,2</sup>, Dong Wook Lee<sup>1</sup>, D. Sluse<sup>1</sup>, and J. Surdej<sup>1,★★★</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Avenue de Cointe 5, 4000 Liège, Belgium

<sup>2</sup> Astronomical Observatory of Kyiv University, Observatorna St. 3, UKR-04053 Kyiv, Ukraine

Received 20 October 2000 / Accepted 12 December 2000

**Abstract.** In this paper, we propose a critical study of direct images and spectra obtained for the doubly imaged QSO Q1009-0252 A & B (=LBQS1009-0252 A & B). First, we report new observations with the WFPC2 onboard the Hubble Space Telescope (HST), in which the lensing galaxy is very clearly detected. We combine these with existing NICMOS observations in order to characterize the nature and redshift of the lens. Our HST observations are also fitted with simple analytical lens models; estimates expected for the time delay and M/L of the lensing galaxy are derived. Secondly, new and existing ground-based observations are used in order to establish the first multicolour lightcurves of the lensed components. Although the time resolution is low, flux variability is detected for both components. Finally, ground-based spectroscopic observations published by Surdej et al. (1993) are re-processed with a new method designed to extract spectra with small angular separations. The final spectra are analysed on the basis of a simple model including macrolensing and microlensing amplifications and dust extinction.

**Key words.** quasars: general – gravitational lensing – quasars: individual: Q1009-0252 A & B

### 1. Introduction

The quasar Q1009-0252 has been identified to be a gravitational lens candidate by Surdej et al. (1993, hereafter Paper I) during a systematic search for multiply imaged quasars within a sample of Highly Luminous Quasars. Photometry ( $B$ ,  $R$ ,  $i$ ) and medium resolution spectroscopy of this system were obtained in March 1992 with the ESO-MPI 2.2 m telescope (CCD camera) and the 3.5 m NTT (EMMI spectrograph), respectively, at the European Southern Observatory (La Silla, Chile). Surdej et al. have found that the redshifts of the two QSO images Q1009-0252 A ( $m_R = 17.6$ ) & B ( $m_R = 20.0$ ), separated on the sky by 1.55 arcsec, are identical within the measurement errors ( $z = 2.74$ ,  $\Delta z \leq 0.001$ ) and that the line profiles of Ly $\alpha$ +NV, CIV and CIII] look reasonably similar, although the spectral continuum of image A definitely looks bluer than that of image B. They have proposed that Q1009-0252 A & B consist of double lensed images of the same quasar, and that the blue excess is

possibly induced by some preferential microlensing of image A. An additional point-like component, Q1009-0252 C ( $m_R = 18.9$ ), has been detected at an angular distance of only 4.6'' from image A. It was found to be a QSO with a redshift  $z = 1.62$ . Absorption due to MgII, MgI and numerous FeII lines in the spectra of Q1009-0252 A & B have been reported at redshifts  $z_a = 0.866$  and  $z_a = 1.622$ . The absorption line system at  $z_a = 1.622$  probably arises in gas clouds associated with a cluster containing the quasar Q1009-0252 C. The absorption lines at  $z_a = 0.866$  were not seen in the spectrum of the latter quasar.

Hewett et al. (1994) have carried out an independent observational study of Q1009-0252 A-C and their results are in good agreement with those of Surdej et al. (1993), with the possible exception of a faint emission feature at 6550 Å, which is seen in the spectrum of component B. It is also possibly present, although much fainter, in the spectrum of component A. They have attributed this feature to the redshifted [NIII]  $\lambda 1750$  Å emission line. Hewett et al. have extensively discussed the two possibilities that Q1009-0252 A & B are lensed QSO images or constitute a binary quasar.

In Sect. 2, we present direct imaging observations of Q1009-0252 A & B, obtained with the Hubble Space Telescope and ground-based telescopes. The former allow us to perform precise relative astrometry of the lensed

Send offprint requests to: J. Surdej,  
 e-mail: surdej@astro.ulg.ac.be

<sup>★</sup> Based on observations collected at the European Southern Observatory (La Silla, Chile) and with the Hubble Space Telescope.

<sup>★★</sup> Chargé de Recherches au FNRS (Belgium).

<sup>★★★</sup> Directeur de Recherches au FNRS (Belgium).

images and to derive the photometry and shape of the lensing galaxy, while the latter are used together with data already published in the literature to construct multi-colour photometric lightcurves of the lensed QSO images. Section 3 is devoted to the fit of simple lens models reproducing the observations and the mass-to-light ratio of the lens is derived. In Sect. 4, spectroscopic results based on an improved processing of the observational data obtained in Paper I are reported and analysed in terms of extinction by dust and microlensing in the lensing galaxy. Finally, our conclusions are summarized in Sect. 5.

Except when stated otherwise, we adopt in this paper a flat cosmological model dominated by a cosmological constant, with parameters:  $\Omega_0 = 0.3$ ,  $\lambda_0 = 0.7$  and  $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1}/\text{Mpc}$ .

## 2. Direct imaging of Q1009-0252 A & B

In this section, we first describe and analyse observations of Q1009-0252 A & B obtained with the Hubble Space Telescope (HST); then we review existing and present new ground-based imaging of this multiply imaged quasar with the aim of constructing the lightcurves of the different lensed images.

### 2.1. HST direct imaging

HST images of Q1009-0252 were obtained with the WFPC2 planetary camera on January 1, 1999 (HST proposal ID 6790). They consist of 4 dithered exposures of 400 s with the F555W (nearly Johnson  $V$ ) filter and 2 exposures of 1300 s with the F814W (nearly Kron-Cousins  $I_c$ ) filter. The CCD scale is  $0.0455''/\text{pixel}$  and a gain of  $15 \text{ e}^-/\text{ADU}$  was chosen to avoid the saturation of the bright QSO components.

The lensing galaxy G is only detected on the F814W frames, as a diffuse object located between the A and B QSO components (see left panel in Fig. 1). The lens has also been independently discovered by the CASTLE program on NICMOS frames in the  $H$  band (Lehár et al. 2000). The host galaxy of quasar C and a faint galaxy close to component A, which are also detected with NICMOS, are not visible on our frames.

#### 2.1.1. PSF analysis

Astrometry and photometry of the lensed QSO components have been derived from the simultaneous fit of the positions and intensities of two Point Spread Functions (PSFs). Synthetic PSFs have been generated with the TINYTIM software package (Krist & Hook 1996). The analysis has been carried out as described in Remy et al. (1998). Since the host galaxy of QSO C remained undetected, this quasar proved to be an appropriate point-like object in the field and has been used to generate for each frame an oversampled TINYTIM PSF for the optimal values of the jitter and focus parameters. Then, an iterative procedure addressed the problem of fitting the HST PSF

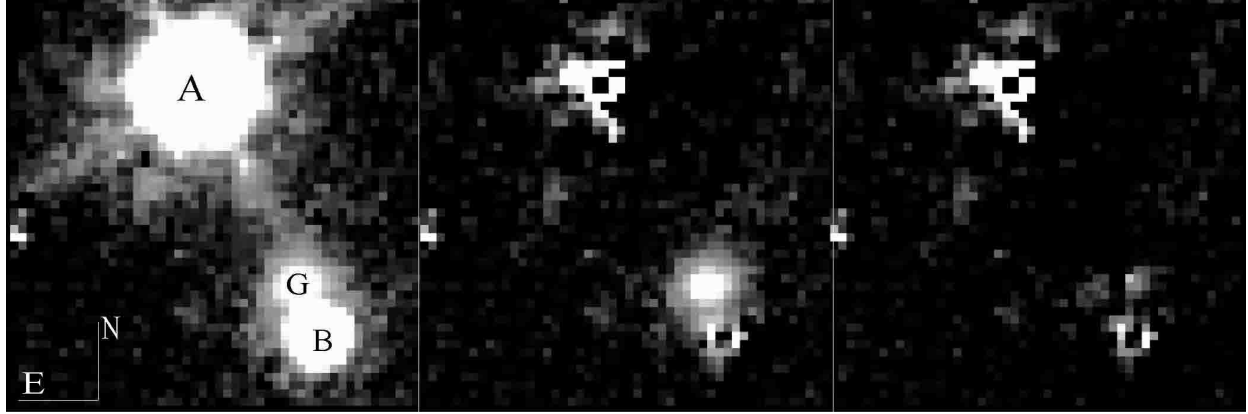
**Table 1.** Relative astrometry and photometry of Q1009-0252 A, B & C and of the lensing galaxy G in the  $V$  and  $I_c$  bands. The error bars on the photometry of the point-like images and on the astrometry are formal errors resulting from the fit. The photometric error on the galaxy mainly results from uncertainties in the sky subtraction

	$\Delta\alpha \cos \delta (")$	$\Delta\delta (")$	$V$	$I_c$
A	$0.000 \pm 0.000$	$0.000 \pm 0.000$	$18.51 \pm 0.01$	$17.92 \pm 0.01$
B	$-0.671 \pm 0.001$	$-1.382 \pm 0.001$	$21.04 \pm 0.01$	$19.98 \pm 0.01$
C	$-4.294 \pm 0.001$	$1.627 \pm 0.001$	$19.15 \pm 0.01$	$18.71 \pm 0.01$
G	$-0.538 \pm 0.005$	$-1.092 \pm 0.005$	$> 23.8$	$21.76 \pm 0.30$

peak after proper re-centering and re-sampling of the final TINYTIM PSF. The central panel of Fig. 1 shows the residuals after subtraction of two scaled PSFs corresponding to the A and B QSO images. Let us note that the bright residuals seen in the vicinity of the A position are due to an artefact caused by the imperfect TINYTIM PSF. Indeed, their integrated flux is less than 2% of the total flux in the PSF.

On the F814W frames, a two-dimensional analytical model has been fitted to the lensing galaxy simultaneously with the numerical PSFs. A pure exponential model (Freeman 1970) and a pure de Vaucouleurs model (de Vaucouleurs 1948) have been individually considered. In both cases, the relative position of the galaxy is the same and is found to be located very close to the line joining the A & B lensed images. The angular separation between A and G is derived to be  $\Delta\theta_{AG} = 1.217 \pm 0.007''$  while  $\Delta\theta_{AB} = 1.536 \pm 0.001''$ , in agreement with Lehár et al. (2000). The relative astrometry of G and Q1009-0252 A, B & C is reported in the first columns of Table 1.

The photometry of the point-like components has been derived from the integrated number counts of the corresponding scaled PSFs, within a radius of 3 arcsec (Remy et al. 1997). On the other hand, the magnitude of the galaxy has been estimated from aperture photometry (within  $0.5''$  from the galaxy center) on the residuals left after subtraction of the QSO components. This approach is nearly insensitive to the galaxy modeling. Then, the number counts have been transformed into Johnson  $V$  and Kron-Cousins  $I_c$  magnitudes using the PHOTFLAM keyword present in the frame headers, applying CTE corrections and zero point corrections from STMag to Vega systems, as described in Whitmore (1997). For the lens, a further colour correction  $F814W - I_c \simeq 0.1 \text{ mag}$  has been added (Fioc & Rocca-Volmerange 1997; Fukugita et al. 1995). The photometric results are listed in the last two columns of Table 1. The lower limit of the  $V$  magnitude of the lensing galaxy has been estimated by analysing the real image after addition of synthetic galactic profiles with various magnitudes.



**Fig. 1.** Direct imaging with the planetary camera onboard HST of Q1009-0252 A & B and the lensing galaxy, in the F814W spectral band: coadded frames (left), residuals after subtraction of the quasar images with scaled PSFs (middle) and after a further subtraction of the lensing Galaxy G with a de Vaucouleurs model (right). North is up and East to the left. The angular separation between A and B is  $1.54''$

**Table 2.** Shape parameters of the lensing galaxy for the exponential (Exp) and de Vaucouleurs (dVc) intensity profiles. The angular scale length  $r_s$  represents the characteristic length  $r_c$  (resp. the effective radius  $r_e$ ) of the Exp (resp. dVc) galactic profile. The error bars represent half the difference between the results obtained from the two individual frames

	Exp	dVc
Axis ratio	$0.65 \pm 0.01$	$0.60 \pm 0.04$
Position angle (N→E)	$10^\circ.5 \pm 3^\circ$	$9^\circ.6 \pm 3^\circ$
Scale length $r_s('')$	$0.109 \pm 0.005$	$0.571 \pm 0.062$

### 2.1.2. The lensing galaxy

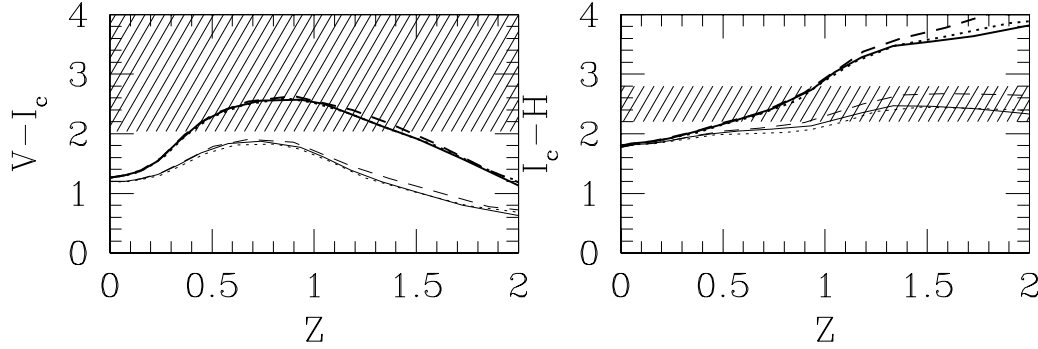
In order to characterize the morphology of the lensing galaxy, the latter has been fitted with convolved Exponential (Exp) and de Vaucouleurs (dVc) intensity profiles. Unfortunately, it is impossible to state which one is the best model from a simple comparison between their residuals or their  $\chi^2$  minima, which are equivalently good. The shape parameters of the models are reported in Table 2.

The fitted value of the effective radius of the dVc model listed in Table 2 is quite different from the value  $r_e = 0.19'' \pm 0.04''$  obtained by Lehár et al. (2000) on the basis of  $H$ -band imagery. We have checked the significance of our result by means of simulations. First, we have built synthetic observations with either an Exp or a dVc lens intensity profile. We have chosen the parameters in accordance with the values listed in Tables 1 and 2 and the signal to noise ratio S/N to be the same as in our data, but a random intra-pixel centering of the lens model is operated. We have then applied the same analysis as for the real observations. The scale length has been found to be equal to the input value for the Exp model and could be *underestimated* at most by 15% for the dVc model, depending on the exact centering. This proved the stability

of the algorithm. Second, a synthetic observation has been generated, with a dVc profile for the lens with  $r_e = 0.19''$  and the S/N present in our data. Then, it has been fitted with a dVc profile whose effective radius was fixed to the value  $r_e = 0.57''$ . The residuals left after the subtraction of the model are not compatible with those obtained on the real images.

Although our derived value of the effective radius is quite normal for a high redshift elliptical galaxy (it corresponds to about  $4.8h_{65}^{-1}$  kpc for  $z_l \simeq 1$ ), the expected decrease of  $r_e$  at longer wavelengths as shown by Pahre et al. (1998) is not sufficient to explain the large difference between our estimate and that derived by Lehár et al. (2000) in the  $H$ -band.

As we have already mentioned, the morphological type of the lensing galaxy cannot be determined on the sole basis of profile fitting. Simulations with the S/N present in our data indicate that the lens has not a pure dVc profile with  $r_e \simeq 0.6''$ , since then, the fit of an Exp model would leave significant residuals. Thus, the lens intensity profile could result from a combination of the bulge and the disk (e.g. Schmidtke et al. 1997), but the S/N is too low to fit such a composite profile. However, the photometry of the lens provides us with additional informations. Figure 2 shows the  $V - I_c$  and  $I_c - H$  colours of elliptical and spiral galaxies as a function of their redshift, as predicted by the *Pegase* galaxy evolution model developed by Fioc & Rocca-Volmerange (1997). The expected colours of the galaxies do not much depend on the adopted cosmological model and the observed colour indices  $(V - I_c)_{\text{obs}} > 2.04$  (see Table 1) and  $(I_c - H)_{\text{obs}} = 2.5 \pm 0.3$  (see Table 1 and Lehár et al. 2000) indicate that the lensing galaxy should preferentially be an  $L \simeq 1.14 L_*$  elliptical at  $z_l \simeq 0.8 \pm 0.2$ . Thus, the latter could possibly be associated with the system of narrow metal absorption lines observed in the spectra of both A & B components at  $z_a \simeq 0.87$  (Paper I, Hewett et al. 1994 and Sect. 4.3). The mass-to-light



**Fig. 2.** Expected  $V - I_c$  (left) and  $I_c - H$  (right) colour indices for elliptical (thick lines) and spiral galaxies (thin lines) and for different cosmologies:  $(\Omega_0, \lambda_0, h_{100}) = (0.3, 0.7, 0.65)$  (full lines),  $(0.1, 0, 0.65)$  (dashed lines) and  $(1, 0, 0.5)$  (dotted lines). The hatched regions correspond to the values of the colour indices permitted by the HST observations

**Table 3.** Summary of the ground based direct imaging observations of Q1009-025 A & B.

Telescope	Date	Filter	Seeing('')	Ref.
ESO/MPI 2.2 m	24-25/02/92	<i>B</i>	0.91	(a)
ESO/MPI 2.2 m	24-25/02/92	<i>R</i>	0.75	(a)
ESO/MPI 2.2 m	25-26/02/92	<i>i</i>	1.2	(a)
JKT 0.9 m	01-02/04/92	<i>B</i>	1.1	(b)
JKT 0.9 m	01-02/04/92	<i>V</i>	0.9	(b)
JKT 0.9 m	01-04/11/92	<i>B</i>	1.1	(c)
JKT 0.9 m	01-04/11/92	<i>V</i>	0.9	(c)
JKT 0.9 m	01-04/11/92	<i>r</i>	0.8	(c)
JKT 0.9 m	01-04/11/92	<i>i</i>	0.8	(c)
ESO/MPI 2.2 m	20-21/03/93	<i>B</i>	1.04	(d)
ESO/MPI 2.2 m	21-22/03/93	<i>R</i>	0.75	(d)
ESO/MPI 2.2 m	21-22/03/93	<i>i</i>	0.68	(d)
NTT	11-12/02/94	<i>B</i>	1.16	(d)
NTT	11-12/02/94	<i>R</i>	0.88	(d)
NTT	11-12/02/94	<i>i</i>	0.91	(d)

(a): Surdej et al. (1993); (b): Hewett et al. (1994); (c): Hewett et al. (1994), non photometric conditions; (d): Claeskens et al., this paper.

ratio derived in Sect. 3.1 is also more similar to that of an early-type galaxy.

## 2.2. Ground-based direct imaging

The photometry of Q1009-025 A & B performed with HST in 1999 and listed in Table 1 indicates, in comparison with the observations reported by Hewett et al. (1994), that since 1992 both lensed components have faded by about 0.5 mag in both the  $V$  and  $I_c$  bands. This has prompted us to build photometric lightcurves from our unreleased ground-based observations as well as from the results published by Surdej et al. (1993) and Hewett et al. (1994) (see Table 3 for a summary).

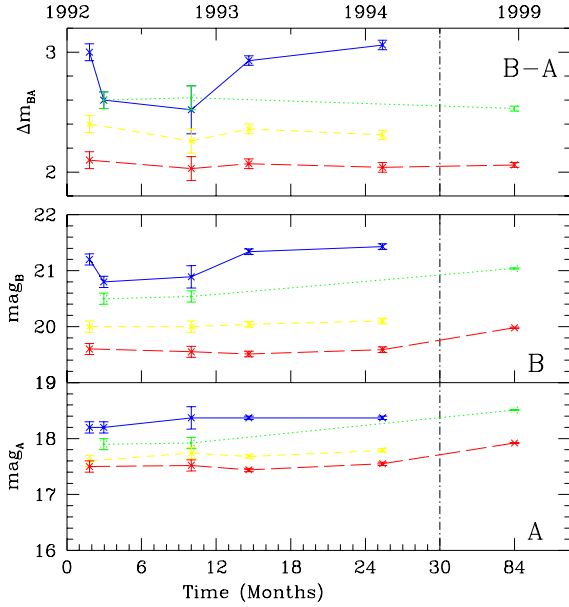
### 2.2.1. New observations

After its discovery reported in Paper I, Q1009-025 A & B has been imaged in the  $B$ ,  $R$  and  $i$  bands at the European Southern Observatory (ESO, La Silla, Chile) in March 1993 with a direct CCD camera mounted at the Cassegrain focus of the ESO/MPI 2.2 m telescope, and in February 1994 with the SUSI direct camera mounted at the Nasmyth focus of the New Technology Telescope (NTT). The scale on the sky was  $0.175''/\text{pixel}$  and  $0.128''/\text{pixel}$ , respectively. Photometric conditions prevailed during the observations and standard fields (Landolt 1992) were acquired each night for flux calibrations. Despite the good seeing conditions, the lensing galaxy remained undetected even in the  $i$  band.

Once the standard image reduction has been performed, a numerical PSF is constructed for each frame from isolated stars present in the field. The simultaneous fit of the peak intensity and position of two PSFs on Q1009-0252 A & B leaves absolutely no residuals. The photometry of both QSO lensed images is then obtained from the integrated number counts in the respective scaled PSFs. Simulations show that the stochastic errors on the individual magnitudes of components A and B are at most 0.01 and 0.03 mag, respectively. The systematic error on the zero point is estimated to be 0.03 mag.

### 2.2.2. Multicolour photometric lightcurves

Figure 3 illustrates the  $B$ ,  $V$ ,  $R$  and  $i$  lightcurves of Q1009-0252 A & B as well as their corresponding differential lightcurves, obtained between February 1992 and January 1999. They have been derived from all the ground-based observations listed in Table 3 and from the WFPC2 photometry presented in Sect. 2.1. The lightcurves of Q1009-025 C are not illustrated but they show no sign of photometric variability. Assuming that QSO C is photometrically stable, we calibrated the non photometric part of the data obtained by Hewett et al. (1994). Moreover, a correction of 0.05 mag (Fukugita et al. 1995) has been



**Fig. 3.** Lightcurves between 1992 and 1999 for Q1009-0252 A (bottom panel) and B (middle panel), in the  $B$  (full lines),  $V$  (dotted lines),  $R$  (short dashed lines) and  $i$  (long dashed lines) bands. The top panel shows the corresponding  $B-A$  differential lightcurves

applied to their Gunn- $r$  magnitudes to convert these to the Johnson- $R$  band.

Considering first the differential lightcurves in Fig. 3, it is clear that the magnitude difference between the lensed images is a decreasing function of wavelength. This could be the signature of dust-extinction affecting the  $B$  image, which is located close to the lensing galaxy (see Sect. 4.3). It is also noticeable that the magnitude difference in the  $B$  band has significantly decreased between February 1992 and March 1993 (Hewett et al. data). Looking now at the absolute lightcurves in Fig. 3, it appears that the  $B$  component has brightened in the  $B$  filter during the same period, while the  $A$  component was getting slightly fainter. The other lightcurves remained more or less constant. This could be due to an intrinsic change in the blue part of the QSO spectrum during that period. The very poor time sampling does not allow to establish a time delay; conversely the expected time delay of about 120 days (see Sect. 3.2) is not in conflict with the observations if the quasar undergoes fast flux variations. Of course, microlensing could also affect the blue part of the spectrum of image  $B$  and superpose itself to fainter intrinsic flux variations... However, an additional proof of intrinsic flux variations is given by the dimming of both lensed components as detected by HST in the  $V$  and  $I_c$  bands in early 1999. These intrinsic flux variations should draw our attention on the interest of monitoring this doubly imaged quasar in order to determine the time delay and better constrain the lens model or estimate the Hubble constant.

### 3. Lens model and lens properties

#### 3.1. Lens model fitting

Close examination of the HST astrometry (see Table 1) shows that the lens is not perfectly aligned with the lensed QSO images, so that a deviation from circular symmetry must be included into the lensing potential in order to reproduce the lens configuration. The easiest way to proceed is to model the lens with a Singular Isothermal Sphere (SIS) and to add a constant external shear  $\gamma$  acting as a perturbation. The lens equation can be written as follows (e.g. Schneider et al. 1992):

$$\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\xi} - \Gamma \boldsymbol{\xi} - \theta_E \left( \frac{\boldsymbol{\xi}}{|\boldsymbol{\xi}|} \right), \quad (1a)$$

where

$$\Gamma = \gamma \begin{pmatrix} \cos 2\varphi & \sin 2\varphi \\ \sin 2\varphi & -\cos 2\varphi \end{pmatrix} \quad (1b)$$

and

$$\theta_E = \frac{4\pi\sigma_v^2}{c^2} \left( \frac{D_{ls}}{D_{os}} \right) \quad (1c)$$

are the external shear tensor (with module  $\gamma$  and orientation  $\varphi$ ) and the SIS angular Einstein radius, respectively ( $D_{ls}$  and  $D_{os}$  are cosmological angular distances).  $\boldsymbol{\eta}$  and  $\boldsymbol{\xi}$  in Eq. (1a) are the two-dimensional angular vectors in the source plane and in the lens plane, respectively. Equation (1a) can be inverted to find the image positions (see Appendix). The model parameters are then found by means of  $\chi^2$  minimizations, which are performed with the downhill simplex method (Press et al. 1990).

Adopting the astrometric results presented in Table 1 and the magnitude difference in the  $H$  band between the lensed images  $\Delta H = 1.57$  (i.e. a flux ratio of 4.25, Lehár et al. 2000) in order to minimize the effects of extinction, we have derived the model parameters listed in the first row of Table 4. The corresponding source and image configurations are illustrated in Fig. 4. The resulting orientation of the shear does not lead to the identification of an associated object.

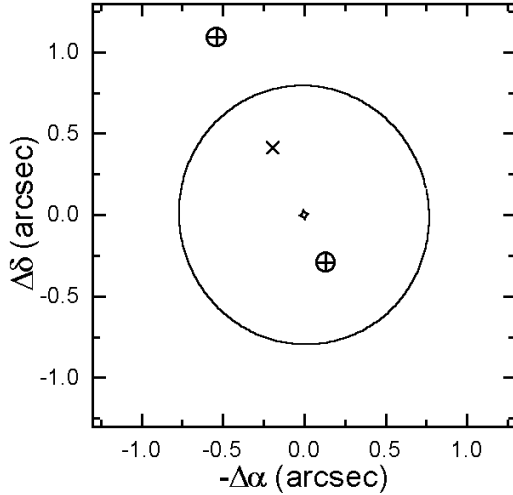
The parameter values listed in Table 4 are slightly sensitive to the adopted flux ratio between the lensed images. If the intrinsic flux ratio  $F_i$  is smaller than observed in the  $H$  band, the shear also gets smaller. However, if  $F_i$  is smaller than the flux ratio expected with the pure SIS model, i.e.  $F_i \lesssim 3.8$ , the expected shear increases again, but with an orientation  $\varphi \simeq 120$  deg which is then compatible with that of the shear produced by Q1009-025 C. Let us note here that the 5 observational constraints given by the two lensed images are not sufficient to get a unique solution when including Q1009-025 C and/or its host galaxy in the lens model.

Of course, the asymmetry of the lensing potential may also be due to an intrinsic ellipticity  $\epsilon$  of the matter distribution. We have also fitted the Singular Isothermal Ellipsoid (SIE) developed by Kormann et al. (1994) and



**Table 4.** The best fit parameters for the SIS plus shear and SIE lens models. The source position ( $\eta_1, \eta_2$ ) is relative to that of the lens

Model	$\theta_E''$	$\gamma // \epsilon$	$\varphi$ (deg.)	$\eta_1''$ (East)	$\eta_2''$ (North)
SIS + $\gamma$	$0.780 \pm 0.005$	$0.017 \pm 0.009$	$11.7 \pm 16$	$0.192 \pm 0.003$	$0.413 \pm 0.003$
SIE	$0.774 \pm 0.005$	$0.051 \pm 0.024$	$11.8 \pm 16$	$0.193 \pm 0.003$	$0.406 \pm 0.003$

**Fig. 4.** Configuration of Q1009-025 A & B fitted with the SIS + shear lensing model. The “+” symbols represent the fitted image positions and the “o” symbols represent the observed positions. The derived source position is denoted by a “x”. The large circle represents the critical line in the lens plane, and the small diamond shape is the corresponding caustic in the source plane. All positions are projected on the sky

Kassiola & Kovner (1993). The observations described above are reproduced by this lens model if the ellipticity  $\epsilon = 1 - f$ , where  $f$  is the axis ratio, is equal to 0.051 (see second row of Table 4). Finally, in both lens models, the total amplification of the QSO is 1.37 mag.

### 3.2. Time delay

We know from Sect. 2.2.2 that the lensed components show flux variations which might be intrinsic to the source. These flux variations are not simultaneously seen in both lensed images, but they are separated by a time delay (Refsdal 1964). Within the SIE lens model, the time delay separating flux variations in the individual components may be computed from the observed image positions, using the simple exact relation derived by Witt et al. (2000). Assuming the lens redshift is  $z_l = 0.87$ , as proposed in Sect. 2.1.2,  $\Delta t_{AB} = 120.8 h_{65}^{-1}$  days, with image A leading. Within the SIS +  $\gamma$  lens model, a slight increase of the time delay of about 2% is expected due to the small shear effect. However,  $\Delta t_{AB} = 108.6 h_{65}^{-1}$  days is expected if  $\Omega_0 = 1$  and  $\lambda_0 = 0$ . Thus, the uncertainty due to the lens model is smaller than that due to the cosmological model, because the assumed lens redshift is rather high.

### 3.3. Lens properties

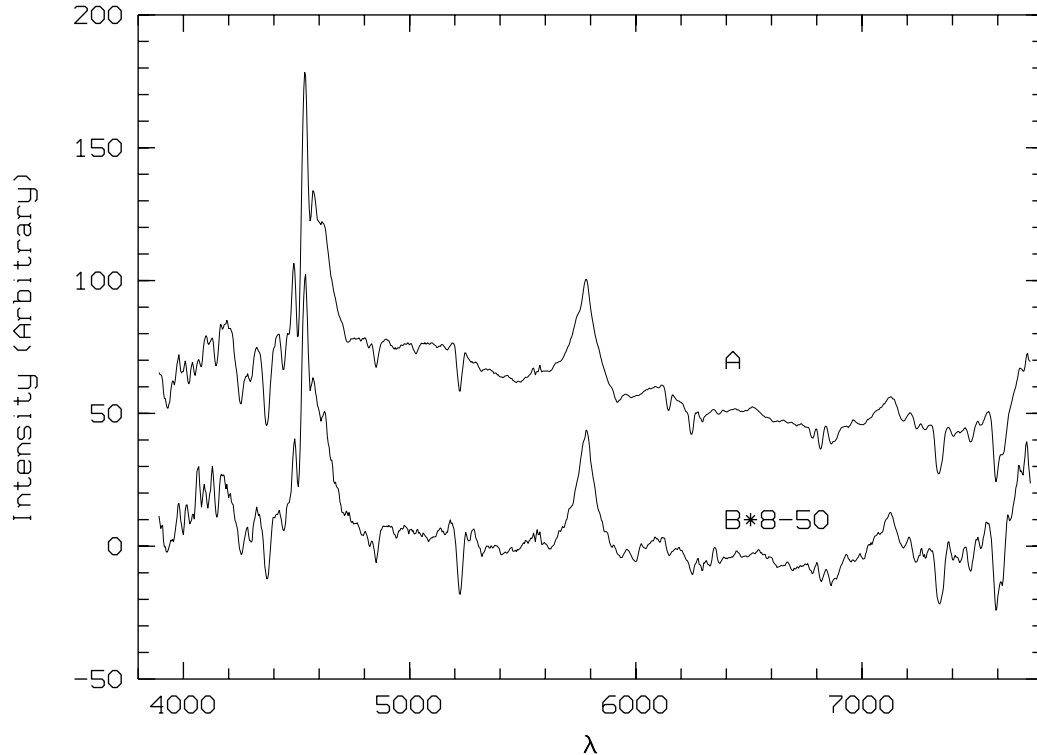
Assuming that the lensing galaxy is an elliptical at  $z_l = 0.87$ , it is easy to derive its velocity dispersion from the value of  $\theta_E$  reported in Table 4 and from Eq. (1c):  $\sigma_v = 230 \text{ km s}^{-1}$ . Then, according to the Faber-Jackson (1976) relation, the lens is a  $L = 1.08 L_*$  galaxy, in good agreement with the value  $L = 1.14 L_*$  derived from HST photometry in Sect. 2.1.2.

Finally, the mass-to-light ratio of the lens can be derived from our observations in a nearly model-independent way. First, the surface mass density within the angular Einstein radius being equal to the critical density, the deflecting mass within  $\theta_E$  is  $M_E = 2.5 \cdot 10^{11} h_{65}^{-1} M_\odot$  (with  $z_s = 2.74$ ,  $z_l = 0.87$  and  $\theta_E$  given in Table 4). Secondly, the lens aperture photometry within  $\theta_E$  yields  $m_{I_{c,E}} = 21.46 \pm 0.1$ , corresponding to an absolute magnitude  $M_{I_{c,E}} = -22.66 + 5 \log h_{65}$  (Fioc & Rocca-Volmerange 1997). Adopting  $M_{I_{c,\odot}} = 4.2$  (Allen 1976 and colour transformation by Cousins 1976), we get  $L_{I_{c,E}} = 5.5 \cdot 10^{10} h_{65}^{-2} L_\odot$ . The mass-to-light ratio in the  $I_c$  band is thus  $(M_E/L_E)_{I_c} = 4.5 \pm 0.5 h_{65}$  in solar units. Taking into account the expected  $(B - I_c) \simeq 2.2$  colour for the galaxy, this mass-to-light is then converted into the  $B$  band:  $(M_E/L_E)_B = 10.5 \pm 1 h_{65} (M_\odot/L_\odot)_B$ . This value is quite typical of the observed global mass-to-light ratio of local elliptical galaxies (Lauer 1985). It is also typical of other elliptical gravitational lenses (Keeton et al. 1998). Let us note that in the Einstein – de Sitter universe, the derived mass-to-light ratio would be twice larger but still, the galaxy could not be considered as a “dark lens” (Hawkins 1997).

## 4. Spectroscopy of Q1009-0252 A & B

### 4.1. Observations

Three high quality spectroscopic datasets covering the wavelength range  $\lambda\lambda 3900\text{--}7600 \text{ \AA}$  were obtained for Q1009-0252 A & B in March 1992 with the EMMI spectrograph (red grating # 13) at the Nasmyth focus of the 3.5 m NTT. Each of these datasets was exposed during 30 min through a long slit aligned with the A and B lensed images; the slitwidth was  $1''$  and the seeing at the time of the observations was  $0.85''$ ,  $0.85''$  and  $0.71''$ , respectively. The scale along the spatial direction is  $0.44''/\text{pixel}$ , corresponding to slightly undersampled spectra along the slit. The effective spectral resolution is approximately  $10 \text{ \AA}$  (1 pixel  $\simeq 4 \text{ \AA}$ ).



**Fig. 5.** Spectra of Q1009-0252 A (top) and B (bottom) extracted using the MEM method described in this work. Spectrum of B has been multiplied by a factor 8 and offset by 50 counts. All the data have been slightly smoothed using a 5 pixels filter box

#### 4.2. Data extraction

The spectra presented in Paper I were extracted adapting the method developed by Horne (1986) for a single object spectrum to the case of multiple point-like sources. This method performs an optimal extraction by translating along the slit direction a mask constructed from the spectrum of the bright component, taking into account noise due to the CCD read-out ( $10 e^-$  in this case), the object and the sky. The three masks turn out to be slightly curved along the spectral dispersion due to differential refraction. Assuming that individual spectrum profiles along the slit are symmetrical, we have decontaminated the spectrum of the faint B component by light due to the bright one, and vice versa. Average spectra extracted in this way have been shown for the A, B and also C components in Figs. 1 and 2 of Paper I.

In order to check those results based on a somewhat artisanal extraction method, we have decided to re-extract the spectra using a totally independent technique. A general algorithm of spectra extraction for a system of point-like sources (cf. multiple lensed images of a same quasar) based on the maximum entropy method (MEM) has been developed by Khmil & Surdej (2000). We only describe here its general features.

It is well known that, when deconvolving spectra of point-like objects, one usually deals with three sets of unknown parameters: the deconvolved spectra themselves

(i.e. the emitted flux versus wavelength), the point-spread function induced by the atmosphere and the instrument, and the positions of the spectra relative to the CCD frame; these may vary because of refractive dispersion or when the slit is not perfectly aligned with the columns of the CCD. The main idea of the proposed algorithm is to apply the MEM to each independent set of parameters and to improve their values by successive iterations. The parameter sets obtained at a given stage of iteration serve as the default input to the next stage. The algorithm makes use of all the a priori knowledge available about the spectra (e.g. flux positivity, relative magnitudes between the components if these are known, relative astrometry, seeing FWHM, etc.). The latter actually provide the default values of the initial parameter sets. This algorithm has been extensively tested on simulated data presenting characteristics (noise properties, CCD sampling, ...) similar to the NTT spectroscopic observations. The issue of flux conservation was also very carefully checked and the results look very encouraging (Khmil & Surdej 2000).

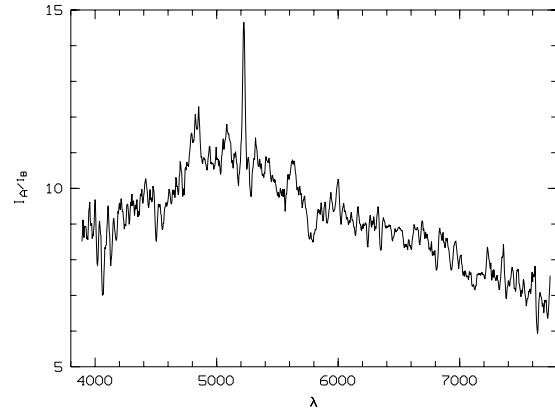
#### 4.3. Spectroscopic results

Figure 5 displays the MEM extracted spectra of Q1009-0252 A & B, corresponding to the co-addition of the individual results obtained after processing the three CCD frames. These final spectra are found to be in very good agreement with those extracted using the artisanal

extraction method presented in Paper I and we therefore feel very confident that all the similarities and slight differences already discussed and reported there between these spectra are definitely real. In particular, the redshifts derived from the Ly $\alpha$ +NV, CIV and CIII] emission lines are respectively found to be 2.739 and 2.740 ( $\pm 0.001$ ) for the A and B components. We confirm that the line profiles of Ly $\alpha$ +NV, CIV and CIII] look rather similar on the whole. However, some significant differences are conspicuous. For instance, the equivalent widths measured for the Ly $\alpha$ +NV, CIV and CIII] emission lines are found to be 106, 92, 24 Å and 139, 106, 32 Å for the A and B components, respectively. Hewett et al. (1994) have observed the same trend of somewhat larger equivalent widths for the emission lines observed in the spectrum of the B component, with respect to A. Furthermore, the spectrum of Q1009-0252 A definitely looks bluer than that of B, in full agreement with the results presented in Sect. 2.2.2, with those presented in Paper I based upon broad band photometry and spectroscopy, and with the independent work by Hewett et al. (1994). In particular, the faint emission feature reported by Hewett et al. in the spectrum of component B at 6550 Å, due to the redshifted [NIII]  $\lambda 1750$  Å emission line, is faintly visible in the spectra of both components (see Fig. 5). We also confirm the presence of absorption lines due to MgII, MgI and FeII in the spectra of Q1009-0252 A & B at redshifts  $z_a = 0.866$  and  $z_a = 1.622$  (see Paper I). A more thorough analysis of these absorption line systems is presented by Hewett et al. on the basis of higher spectral-resolution and S/N data. Note that the latter authors have detected the  $z_a = 0.866$  absorption lines due to MgII in the spectrum of Q1009-0252 C; the spectrum of this quasar presented in Paper I has a too low S/N to confirm this detection. Finally, when comparing the spectra from Fig. 5 with those published by Hewett et al., our spectrum of component B shows a systematic excess of light at wavelengths shorter than 4500 Å. It could be that time variability is responsible for these variations: our spectra were obtained at the beginning of the flux variation visible in the B band in Fig. 3 while Hewett et al.'s observations took place in April 1993, i.e. *after* that flux variation.

#### 4.4. Analysis of the spectra

Let  $I_A(\lambda)$  and  $I_B(\lambda)$  be the observed flux distributions characterizing the spectra of the A and B components, respectively. As suggested earlier in Paper I, the intensity ratio  $I_A(\lambda)/I_B(\lambda)$  is not a constant but shows a systematic spectral dependence (see Fig. 6). Longwards from  $\lambda \simeq 4800$  Å, this ratio shows an almost linear decrease with wavelength. It is as if component A looks bluer than component B, but at wavelengths shorter than  $\lambda \simeq 4800$  Å, the trend is opposite. Furthermore, absorption dips are conspicuously visible at the positions of the Ly $\alpha$ +NV, CIV and CIII] emission-lines. Such dips cannot be accounted for on the sole basis of relative dust extinc-



**Fig. 6.** Ratio between the spectra  $I_A(\lambda)$  and  $I_B(\lambda)$  as a function of wavelength

tion between the A and B components. Finally, the small emission peaks seen in Fig. 6 correspond to the locations of narrow absorption lines in the spectrum of A and B, which are stronger in B than in A. This may easily be explained by differences in the optical depth of the corresponding absorbing gas clouds along the two lines-of-sight. Assuming that dust extinction correlates with the strength of these absorption lines, one would then naturally expect image B to be more reddened than image A.

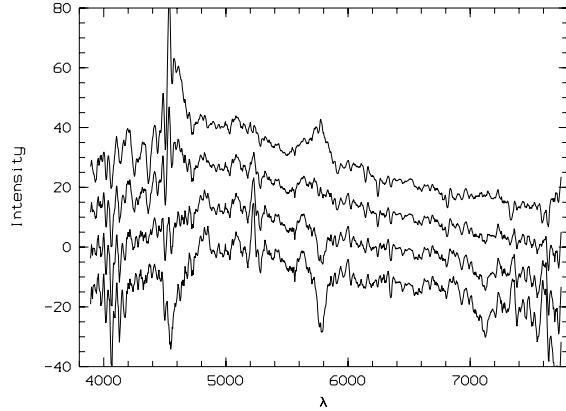
Although some observed spectral differences between images A and B could be induced by intrinsic spectral variations of the QSO combined with the expected time delay (Refsdal 1964), we first assume that they are only due to differential extinction effects (possibly arising in the lensing galaxy), macrolens and microlens amplifications. Thus, the observed flux distributions can be written as follows:

$$I_A(\lambda) = e^{-\tau_A(\lambda)} [\mu_A(\lambda) I_0^c(\lambda) + M_A I_0^e(\lambda)], \quad (2a)$$

$$I_B(\lambda) = e^{-\tau_B(\lambda)} [\mu_B(\lambda) I_0^c(\lambda) + M_B I_0^e(\lambda)]. \quad (2b)$$

The superscripts  $c$  and  $e$  stand for the continuum and emission contributions to the spectra, respectively, and the subscript 0 is used to specify the intrinsic QSO spectrum. The factors  $e^{-\tau_A(\lambda)}$  and  $e^{-\tau_B(\lambda)}$  represent the extinction affecting the A and B components, where  $\tau_i(\lambda)$  quantifies the dust opacity along the line-of-sight to component  $i$  as a function of wavelength. The emission lines in images A and B are only affected by the respective macrolens amplifications  $M_A$  and  $M_B$  while the continua are also possibly affected by the microlens amplification. The latter may show a smooth dependence with wavelength, depending on the relative size of the continuum source at different wavelengths with respect to the radius of the Einstein ring associated with the microlens(es) (for general reviews on microlensing, see Kayser et al. 1986; Nemiroff 1988, and Schneider & Wambsganss 1990). The net amplification (micro+macro) of the continuum of image A (resp. image B) at wavelength  $\lambda$  is called  $\mu_A(\lambda)$  (resp.  $\mu_B(\lambda)$ ).

756 J.-F. Claeskens et al.: HST and ground-based observations of the gravitational lens system Q1009-0252 A &amp; B



**Fig. 7.** Difference  $I_A(\lambda) - mI_B(\lambda)$  as a function of wavelength for several values of the constant  $m$ . From top to bottom  $m = 5, 7, 9, 11$

Now, another way to combine the spectra of components A and B is to perform the difference  $I_A(\lambda) - mI_B(\lambda)$ , for different values of  $m$  (see Fig. 7). If the spectra of components A and B were only differing by their macrolensing amplification  $M_A$  and  $M_B$ , the residual spectrum should be equal to zero for the particular value of  $m = M = M_A/M_B$ . However, no such zero residual spectrum is found. Moreover, the residuals systematically show a spectral dependence as well as features left over from a bad subtraction of the corresponding emission lines. The expression of this residual spectrum is:

$$I_A(\lambda) - mI_B(\lambda) = [e^{-\tau_A(\lambda)}\mu_A(\lambda) - e^{-\tau_B(\lambda)}m\mu_B(\lambda)]I_0^c(\lambda) + [e^{-\tau_A(\lambda)}M_A - e^{-\tau_B(\lambda)}mM_B]I_0^e(\lambda). \quad (3)$$

According to this result, the residual spectrum will not show any sign of emission lines if the second term in Eq. (3) is null. This is always the case provided that

$$m = m(\lambda) = e^{-\Delta\tau(\lambda)}M, \quad (4)$$

with

$$\Delta\tau(\lambda) = \tau_A(\lambda) - \tau_B(\lambda), \quad (5)$$

$$M = M_A/M_B. \quad (6)$$

In order to estimate values of the function  $m(\lambda)$  from the available spectra, let us consider once more Fig. 7 which shows the curves  $I_A(\lambda) - mI_B(\lambda)$  with  $m$  being a different constant along each curve. As it follows from Eqs. (3) and (4), it is possible to eliminate the signature of an emission line at a given wavelength  $\lambda_e$ , if the constant  $m = m(\lambda_e)$ . Figure 7 illustrates very well this statement for the three brightest emission lines:  $m$  is taken to be approximately equal to 9, 7, and 5 for Ly $\alpha$  ( $\lambda \approx 4600$  Å), CIV ( $\lambda \approx 5800$  Å) and CIII] ( $\lambda \approx 7100$  Å), respectively. For this particular choice of the  $m = m(\lambda_e)$  values, we find

that within the observed wavelength range the dependence of  $m(\lambda)$  can be approximated by a linear function, namely

$$m(\lambda) = 16.67 - 0.00167\lambda. \quad (7)$$

We must admit that the above relation depends on the somewhat arbitrary choice of the acceptable  $m = m(\lambda_e)$  values. Nevertheless, it is now interesting to calculate the difference and the ratio of the spectra  $I_A(\lambda)$  and  $I'_B(\lambda) = I_B(\lambda)m(\lambda)$ , where  $I'_B(\lambda)$  represents the observed spectrum  $I_B(\lambda)$  corrected for differential extinction and relative macrolensing amplification of component B with respect to A. It is straightforward to derive the following results

$$I_A(\lambda) - m(\lambda)I_B(\lambda) = e^{-\tau_A(\lambda)}\mu_A[1 - M/\mu]I_0^c(\lambda), \quad (8)$$

and

$$\frac{I_A(\lambda)}{m(\lambda)I_B(\lambda)} = \frac{\frac{M_A}{\mu_A}I_0^c(\lambda) + I_0^e(\lambda)}{\frac{M_A}{\mu_A}I_0^e(\lambda) + \frac{M}{\mu}I_0^c(\lambda)}, \quad (9)$$

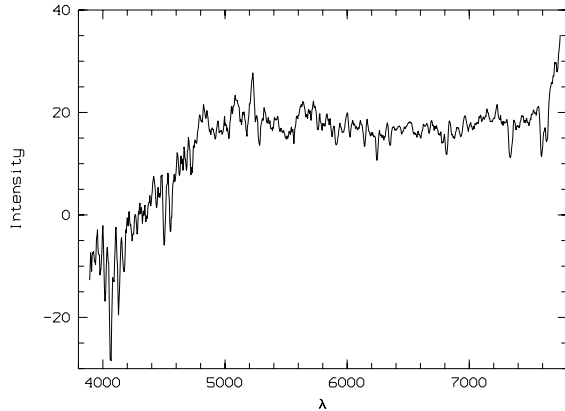
where

$$\mu = \mu_A/\mu_B \quad (10)$$

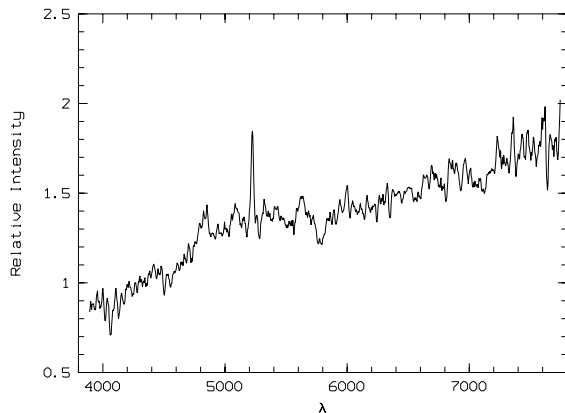
represents the relative strength of the combined micro/macrolensing amplification of component A with respect to component B. In the absence of microlensing effects for both the A and B components,  $\mu = M$  and, according to Eqs. (8) and (9),  $I_A(\lambda) - m(\lambda)I_B(\lambda) = 0$  and  $I_A(\lambda)/(m(\lambda)I_B(\lambda)) = 1$ . We have illustrated in Figs. 8 and 9 the difference and the ratio between the spectra  $I_A(\lambda)$  and  $I'_B(\lambda) = I_B(\lambda)m(\lambda)$ . We directly see that the residual spectrum in Fig. 8 differs from the null spectrum, although the residuals due to the emission lines have totally disappeared. The spectrum ratio in Fig. 9 shows a complex dependence with wavelength. If we concentrate on regions in the continuum, we may set  $I_0^e(\lambda) = 0$  in Eq. (9) and find that the spectrum ratio  $I_A(\lambda)/m(\lambda)I_B(\lambda) = \mu/M$ .

#### 4.5. Discussion

One possible explanation for the derived spectral dependence of the ratio  $\mu/M$  in the continuum seen in Fig. 9 is that microlensing amplification significantly affects component A and that the QSO source size strongly varies with wavelength, especially for  $\lambda \leq 5000$  Å. The trend of smaller equivalent widths observed for the emission lines in the A spectrum could also be accounted for by microlensing affecting the A component. However, the photometric lightcurves displayed in Fig. 3 are more compatible with a microlensing event affecting the B image than affecting the A image. Therefore, although microlensing might well be at work, it cannot coherently explain all the observed anomalies between the A and B lensed images. We think that an intrinsic variation of the blue part of the spectrum cannot be avoided. The enhancement of the blue magnitude in the lightcurve of component B and



**Fig. 8.** Residual spectrum  $I_A(\lambda) - m(\lambda)I_B(\lambda)$  as a function of wavelength (see text and Eq. (8))



**Fig. 9.** Spectrum ratio  $I_A(\lambda)/m(\lambda)I_B(\lambda)$  as a function of wavelength (see text and Eq. (9))

the “spectral break” blueward of 4800 Å in the residual spectrum (see Fig. 8) would then be more naturally explained. Moreover, the response of the emission lines after a short time lag to the flux variation of the blue continuum could also affect their equivalent widths. Thus, although we have no definite conclusion, it seems that Q1009-025 A & B showed a complicated interplay of possible intrinsic flux variations and microlensing effects at the time of the observations. Since global variability does also show up in our HST observations, we warmly recommend (spectro)photometric monitoring of this gravitational lens. This would help in disentangling both effects and allow to determine the time delay and/or to perform microlensing studies.

Finally, note that according to Eq. (4), Eq. (7) shows the same spectral dependence as the differential extinction law  $\exp[-\Delta\tau(\lambda)]$  of the lensing galaxy. However, due to the microlensing and/or intrinsic flux variations in the *B* band, the extinction law cannot be fully retrieved. We can just say that the Milky-Way extinction curve [with  $R_V = A(V)/E(B - V) = 3.1$  for the standard value of the diffuse interstellar medium, Cardelli et al. 1989], red-

shifted to the probable lens redshift  $z_1 = 0.87$ , is compatible with the spectroscopic data redward of 5000 Å if the differential visual extinction  $A_V = 0.95$  mag between the two lines of sight (cf. Eqs. (4) and (7)). Note that, assuming the *H* band photometry is not affected by dust extinction, this value of  $A_V$  is also in full agreement with the differential reddening observed between the lensed QSO images in wide band photometry:  $\Delta V - \Delta H = 0.96$  (see Table 1 and Lehar et al. 2000). But the precise extinction law of dust present in the lens remains under-constrained by our data.

## 5. Conclusions

In this paper, we have analysed the properties of Q1009-0252 A & B and of the lensing galaxy on the basis of new HST observations (with the WFPC2), new ground-based optical images, a new analysis of spectra presented by Surdej et al. (1993) and existing data from the literature.

The morphological study of the F814W images of the lens did not lead to definite conclusions but a pure de Vaucouleurs model with  $r_e = 0.19''$  (Lehar et al. 2000) seems to be excluded by our data. Nevertheless, our optical photometry of the lens combined with the *H* band photometry obtained by Lehar et al. (2000) shows that the lensing galaxy is very likely an elliptical at redshift  $z_1 \simeq 0.8$ . Therefore, it could well be associated with the absorption line system identified at  $z_a = 0.87$  (Paper I, Hewett et al. 1994, Sect. 4.3). Simple lensing models then provide a measurement of the mass-to-light ratio:  $(M_E/L_E)_{I_c} = 4.5 + 0.5h_{65}$ . The lens induces a differential absorption of about 1 mag in the *V* band but a more precise study of the extinction law is not possible with the present data.

Multicolour lightcurves constructed from new and existing material indicate that Q1009-0252 is variable.

Although differential extinction and/or microlensing may help in accounting for some of the spectral differences observed between Q1009-0252 A & B, these explanations are not entirely satisfactory. It could be that intrinsic spectral variability of the quasar coupled with the expected effects of time delay between the lensed A and B components is partly responsible for the differences observed in the profiles of the Ly $\alpha$ +NV, CIV and CIII] emission lines. A spectro-photometric monitoring of this intriguing gravitational lens system is absolutely mandatory in order to disentangle between the various possible causes discussed above. The measurement of the time delay and/or microlensing studies and a better determination of the extinction law in the lensing galaxy would then be possible.

*Acknowledgements.* We thank M. Fioc, who provided us with his code to compute the evolutive K-correction in different cosmologies, and Ch. Jean who helped us with the computation of the extinction. DWL would like to thank Olaf Wucknitz for helpful discussions. We should also like to thank the Belgian Office for Scientific, Technical, and Cultural Affairs for having

758 J.-F. Claeskens et al.: HST and ground-based observations of the gravitational lens system Q1009-0252 A & B

given the possibility to SVKh to stay and work in Belgium during one year. Our research was supported in part by PRODEX (Gravitational lens studies with HST), by contract P4/05 “Pôle d’Attraction Interuniversitaire” (OSTC, Belgium) and by the “Fonds National de la Recherche Scientifique” (Belgium).

### Appendix: Inverting the lens equation

The lens Eq. (1a) can be inverted for  $\varphi = 0$  (i.e. in the shear main axes). Indeed, with  $\xi = (\xi_1, \xi_2)$  and  $\eta = (\eta_1, \eta_2)$ , and after some algebra, a fourth order polynomial equation is found for the coordinate  $\xi_1$  of the images:

$$a_1 \xi_1^4 + a_2 \xi_1^3 + a_3 \xi_1^2 + a_4 \xi_1 + a_5 = 0,$$

where

$$a_1 = 4\gamma^2(1 - \gamma)^2$$

$$a_2 = 4\eta_1\gamma(1 - \gamma)(1 - 3\gamma)$$

$$a_3 = (1 + \gamma(13\gamma - 10))\eta_1^2 + (1 - \gamma)^2\eta_2^2 - 4\gamma^2\theta_E^2$$

$$a_4 = -2\eta_1((1 - 3\gamma)\eta_1^2 + (1 - \gamma)\eta_2^2 + 2\gamma\theta_E^2)$$

$$a_5 = \eta_1^2(\eta_1^2 + \eta_2^2 - \theta_E^2).$$

Once the roots are found, either analytically or numerically, the coordinate  $\xi_2$  of each image is found by the relation:

$$\xi_2 = (\eta_2\xi_1)/(2\gamma\xi_1 + \eta_1).$$

Finally, it is necessary to check the roots with the lens equation so as to find the real observable images.

### References

- Allen, C. W. 1976, *Astrophysical Quantities*, 3rd edition  
 Cousins, A. W. J. 1976, *Mem. R. astr. Soc.*, 81, 25  
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245  
 de Vaucouleurs, G. 1948, *Ann. Astrophys.*, 11, 247  
 Faber, S. M., & Jackson, R. E. 1976, *ApJ*, 204, 668  
 Fioc, M., & Rocca-Volmerange, B. 1997, *A&A*, 326, 950  
 Freeman, K. C. 1970, *ApJ*, 160, 811  
 Fukugita, M., Shimasaku, K., & Ichikawa, T. 1995, *PASP*, 107, 945  
 Hawkins, M. R. S. 1997, *A&A*, 328, L25  
 Hewett, P. C., Irwin, M. J., Foltz, C. G., et al. 1994, *AJ*, 108, 1534  
 Horne, K. 1986, *PASP*, 98, 609  
 Kassiola, A., & Kovner, I. 1993, *ApJ*, 417, 450  
 Kayser, R., Refsdal, S., & Stabel, R. 1986, *A&A*, 166, 36  
 Keeton, C. R., Kochanek, C. S., & Falco, E. E. 1998, *ApJ*, 509, 561  
 Kormann, R., Schneider, P., & Bartelmann, M. 1994, *A&A*, 284, 285  
 Krist, J., & Hook, R. 1996,  
<http://scivax.stsci.edu/~krist/tinytim.html>  
 Khmil, S. V., & Surdej, J. 2000, *A&A*, in preparation  
 Landolt, A. U. 1992, *AJ*, 104, 340  
 Lauer, T. R. 1985, *ApJ*, 292, 104  
 Lehár, J., Falco, E. E., Kochanek, C. S., et al. 2000, *ApJ*, 536, 584  
 Nemiroff, R. 1988, *ApJ*, 335, 593  
 Pahre, M. A., de Carvalho, R. R., & Djorgovski, S. G. 1998, *AJ*, 116, 1606  
 Press, W. H., Flannery, B. F., Teukolsky, S. A., & Vetterling, W. T. 1990, *Numerical Recipes* (Cambridge University Press)  
 Refsdal, S. 1964, *MNRAS*, 128, 307  
 Remy, M., Surdej, J., Baggett, S., & Wiggs, M. 1997, in *The 1997 HST Calibration Workshop with a New Generation of Instruments*, ed. S. Casarteno et al., 374  
 Remy, M., Claeskens, J.-F., Surdej, J., et al. 1998, *New Astr.*, 3, 379  
 Schmidtke, P. C., Windhorst, R. A., Mutz, S. B., et al. 1997, *AJ*, 113, 569  
 Schneider, P., & Wambsganss, J. 1990, *A&A*, 237, 42  
 Schneider, P., Ehlers, J., & Falco, E. E. 1992, *Gravitational Lenses*, A&A Library, ed. M. Harwit, R. Kippenhahn, V. Trimble, & J.-P. Zahn (Springer-Verlag)  
 Surdej, J., Remy, M., Smette, A., et al. 1993, in *Gravitational Lenses in the Universe*, ed. J. Surdej, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, S. Refsdal, & M. Remy, Université de Liège, 153 (Paper I)  
 Whitmore, B. 1997,  
[http://www.stsci.edu/ftp/instrument\\_news/WFPC2/Wfpc2\\_phot/photom2.ps](http://www.stsci.edu/ftp/instrument_news/WFPC2/Wfpc2_phot/photom2.ps)  
 Witt, H., Mao, S., & Keeton, C. R. 2000, *ApJ*, 544, 98

### 3.2.3 Discussion

Le travail présenté, en combinant l'imagerie multi-époque et la spectroscopie, synthétise les caractéristiques importantes de ce système. Par ailleurs, il met clairement en évidence la présence de variabilité dont la cause pourrait être intrinsèque ou avoir pour origine un effet de microlentille affectant l'image A. L'existence d'un effet de microlentille est également suggérée par l'analyse des spectres de A et de B, mais le phénomène de microlentille seul ne permet pas d'expliquer toutes les différences spectrales observées entre A et B. Ces dernières sont complexes à analyser et impliquent vraisemblablement une combinaison d'effets chromatiques associés au phénomène de microlentille, à de l'extinction et de la variabilité intrinsèque de la partie la plus bleue du spectre. Les observations présentées suggèrent que l'extinction affectant B atteint 1 mag dans la bande *V*. L'évidence d'une extinction importante dans ce système (déjà envisagée par Hewett *et al.*, 1994 et confirmée par Lehár *et al.*, 2000), a conduit Muñoz *et al.* (2004) à déterminer la loi d'extinction de la galaxie lentille à partir de nouvelles données multi-couleurs obtenues avec le HST 10 mois après nos observations. Cette détermination de la loi d'extinction de la galaxie lentille doit cependant à notre avis être considérée avec beaucoup de prudence vu que les rapports de flux ne sont pas corrigés du délai temporel (inconnu) et que l'existence d'un effet de microlentille affectant une image de ce système est exclue de leur analyse.

### 3.3 Sur la probabilité de détection des 3 paires de quasars étudiées

#### 3.3.1 Introduction

Nous avons vu dans la Section 3.1 l'intérêt de la recherche de paires de quasars à faible séparation angulaire afin de détecter parmi celles-ci un phénomène de mirage gravitationnel. En conséquence, on souhaiterait estimer la rareté de détection de telles paires. L'article présenté dans cette section répond à cette question. En faisant l'hypothèse que les quasars sont distribués aléatoirement sur le ciel, nous donnons une estimation du nombre de paires attendues dans l'échantillon de quasars dans lequel les paires connues ont été découvertes. Ce calcul permet d'évaluer la probabilité de détection des 3 paires de quasars que nous avons étudiées. Ce travail avait été réalisé précédemment par Burbidge *et al.* (1997). Cependant, nous avons estimé leur calcul partial et avons tenté ici d'effectuer cette estimation de façon plus réaliste.

#### 3.3.2 Résumé de l'article

Burbidge *et al.* (1997) ont démontré que le nombre de paires de quasars à faible séparation angulaire et possédant des décalages vers le rouge différents (typiquement  $\Delta\theta \leq 5''$ ,  $\Delta z > 0,1$ ) n'était pas compatible avec une distribution aléatoire de quasars sur le ciel. Après une brève description des paires connues de quasars avec des décalages vers le rouge différents, nous montrons grâce à des calculs très simples que la probabilité de découverte accidentelle des trois paires est de l'ordre de 10%. Nous en concluons que, sous des hypothèses réalistes, il n'est pas improbable d'avoir découvert fortuitement les paires connues. Nous présentons également des arguments montrant que le biais en amplification n'est sans doute pas suffisant pour augmenter le nombre attendu de telles paires. La non découverte d'images secondaires du quasar d'arrière-plan à proximité du quasar d'avant-plan parmi les paires découvertes supporte cette idée.



## Close pairs of quasars with different redshifts: New observations and results

D. Sluse<sup>1,2</sup>, J. Surdej<sup>1,\*</sup>, J.-F. Claeskens<sup>1,\*\*</sup>, Y. De Rop<sup>1</sup>, D. W. Lee<sup>1</sup>, A. Iovino<sup>3</sup>, and M. R. S. Hawkins<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du 6 Août, 17, B5C, 4000 Sart Tilman, Belgium

<sup>2</sup> European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Santiago 19, Chile

<sup>3</sup> Osservatorio Astronomico di Brera, Via Brera 28, 20121 Milano, Italy

<sup>4</sup> Royal Observatory, Blackford Hill, Edinburgh EH9 3HJ, Scotland, UK

Received 15 November 2001 / Accepted 15 October 2002

**Abstract.** Burbidge et al. (1997) argue that the observed number of quasar pairs with small angular separations and different redshifts (typically  $\Delta\theta \leq 5''$  and  $\Delta z > 0.1$ ) is not compatible with a random distribution of quasars over the sky. After a brief review of all known quasar pairs with different redshifts, we show by means of very simple calculations that the probability of finding the three accepted pairs accidentally is of the order of 10%. We conclude that, under realistic hypotheses, the observed number of quasar pairs with different redshifts is not unlikely. We also present arguments showing that gravitational lensing biases are probably not strong enough to significantly increase the expected number of quasar pairs. The failure to detect with HST a secondary lensed image of the background quasar near the foreground one in these three pairs supports this view.

**Key words.** quasars: general – gravitational lensing

### 1. Introduction

In 1973, Wampler et al. discovered the pair of quasars Q1548+114 A and B, with redshifts  $z_A = 0.44$  and  $z_B = 1.9$ , separated on the sky by only  $4.8''$ . This discovery was reported to be very unusual. Indeed, using simple statistical arguments, Wampler et al. have calculated that there was a chance of 1% to discover such a configuration by accident. In 1997, three additional pairs had been proposed. On this basis, Burbidge, Hoyle and Schneider (hereafter BHS97) evaluated a probability of only 0.35% to discover the four close quasar pairs proposed at that time. Such a small probability value could suggest that quasars are not randomly distributed over the sky and that close quasar pairs with different redshifts might represent physically associated objects. In other words, claims have been made that there could exist a non cosmological component to the redshift of quasars. Another possible interpretation of this result, as suggested by Schneider (in BHS97) and by Wampler (1997), is to consider that the statistical calculations are biased by the gravitational lensing amplification effect. Indeed, if we consider that the foreground quasar has a non negligible mass and that it could be a member of a massive cluster, it could induce a significant amplification on the light received from the background object. Due to this, a larger population of

intrinsically fainter quasars is seen and considered in the calculations as belonging to a brighter and less numerous one.

In order to test this hypothesis, we have used the large dynamical range and high angular resolution of the WFPC2 on-board the Hubble Space Telescope (HST) to look among the different quasar pairs for the presence of a secondary lensed image of the background source near the foreground quasar. The presence of such images should help in constraining the mass of the lens and would confirm the assumption of strong amplification proposed in BHS97. As it could be foreseen from the large observed angular separation of typically  $4''$  between the quasars in the pairs, no secondary lensed image has been found; indeed typical angular separations produced by a lensing galaxy between multiple QSO images are expected to be in the  $1''$ – $2''$  range (see Claeskens & Surdej 2002 for a list of the known gravitationally lensed systems). Iovino & Shaver (1986) and Claeskens et al. (2000, 2001; hereafter Papers I and II) have used this absence of a secondary lensed image to set an *upper limit* to the mass of the foreground quasar and to show that for any realistic lens model, the foreground quasar and its cluster environment, whenever visible, only induce a small amplification on the background QSO images.

In the present article, we first review in Sect. 2 HST observations of the known close quasar pairs and their implications on the mass of the foreground quasar and on the amplification of the background one. After a few remarks on the content of the Véron & Véron (2000; hereafter VV2000)

Send offprint requests to: D. Sluse, e-mail: dsluse@eso.org

\* Directeur de recherches du F.N.R.S. (Belgium).

\*\* Chargé de recherches du F.N.R.S. (Belgium).

catalogue in Sect. 3, we expose and discuss our estimates on the probability of finding the three accepted quasar pairs in that catalogue (Sect. 4).

## 2. Observational data

The VV2000 catalogue contains three close quasar pairs with different redshifts: Q1548+114 A&B, Q1009-0252 A, B & C and Q1148+0055 A & B. Their characteristics are summarized in Table 1. The triple system Q1009-0252 is found to be composed of a foreground quasar at redshift 1.627 and of a background quasar ( $z = 2.746$ ) gravitationally lensed by an intervening galaxy at  $z = 0.87$  (see Sect. 2.2). Since Q1009-0252 A & B has been identified as two lensed images of the same object, it has not been counted as a pair and we are left with the pair Q1009-0252 A & C. AO 0235+164, considered as a 2.5'' quasar pair by BHS97, has been excluded in the present study. Indeed there is *no quasar* in this system which is composed of a bright highly variable blazar at redshift 0.94 and of an AGN with  $M_B = -21.3$  (see e.g. Spinrad 1975; Urry et al. 2000). A spiral galaxy constitutes the 3rd component of this system (Burbidge et al. 1996).

The high angular resolution of the HST images obtained for these objects between January and April 1999 with the WFPC2 planetary camera (see Papers I and II and Fig. 1) have enabled us to put more stringent observational constraints on the possible presence of a secondary lensed image in the vicinity of the foreground lens quasar and, by the way, to predict the amplification of the background object together with an upper mass estimate for the foreground quasar.

### 2.1. Q1548+114 and Q1148+0055

The most favourable case for the formation of a secondary lensed QSO image is Q1548+114; this system has been studied in Paper I altogether with Q1148+0055. In that paper, Q1548+114 A has been modeled with a point mass and its host galaxy with a truncated Spherical Isothermal Sphere (SIS). All the galaxies located within 45'' from Q1548+114 A have also been modeled by means of truncated SISs and, finally, a uniform sheet of matter has been used to represent the foreground galaxy cluster. We have then been able to predict for different values of the quasar mass, the expected magnitude difference between the two putative lensed QSO images as a function of their angular separation. Combined with the constraints on the non observability of a secondary image (see Paper I for details), we have deduced the maximum quasar mass for given  $M/L$  ratios and densities of the sheet of matter. For Q1548+114 A, we have found an upper mass limit of  $4.5 \times 10^{11} M_\odot$ , and  $6.5 \times 10^{11} M_\odot$  for the case of Q1148+0055 A. For Q1548+114, the absolute amplification of the primary image has been evaluated in two realistic situations with a foreground quasar mass fixed to  $10^{11} M_\odot$ . The first one corresponds to galaxies with  $M/L$  ratios of 30 and a density sheet of dark matter of  $0.1 \text{ g/cm}^2$  ( $\kappa = 0.2$ ), while the second one is for  $M/L = 100$  and  $\kappa = 0$ . We found for these two cases, an amplification of 1.67 and 1.72, respectively. Finally, a maximum value of 1.06 is obtained for the absolute amplification of Q1148+0055 B, if  $M/L = 100$ .

**Table 1.** QSO identifier, redshift, magnitude (based on HST data) and angular separation of the known quasar pairs. The  $B$  magnitude of Q1548+114 B has been derived from the  $R$  magnitude (see Sect. 3.2).

QSO Id.	$z_A$	$z_{B/C}$	$B_A$	$B_{B/C}$	Sep
Q1548+114A-B	0.436	1.901	17.47	19.16	4.8''
Q1009-0252A-B	2.746	2.746	18.2	21.2	1.55''
Q1009-0252A-C	2.746	1.627	18.2	19.3	4.6''
Q1148+0055A-B	1.879	1.409	18.48	21.13	3.9''

### 2.2. Q1009-0252

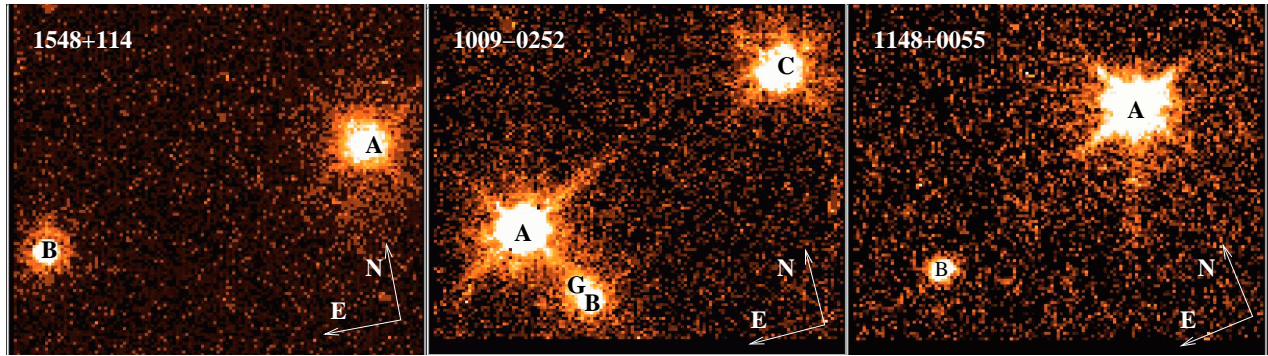
As we may see from Fig. 1, Q1009-0252 is a particular case for which the background component is a doubly imaged QSO. It is mainly produced by the nearby lens galaxy G with a likely redshift  $z = 0.87$ , very well seen on the F814W HST CCD frames, and not by the quasar Q1009-0252 C at a redshift  $z = 1.627$  (see Paper II for a complete study of this system and the estimate of the photometric redshift of the lens). The lens has been modeled with a SIS model+shear. The fit of the various model parameters on the observed configuration has enabled us to derive an absolute amplification of 2.86 for Q1009-0252 A. Nevertheless, Claeskens et al. (2001) found that the lensing model is close to the SIS with a very small shear value (0.017) which suggests that 95% of the amplification is due to the lens galaxy.

### 2.3. The gravitational lensing amplification bias

Typical values for the background amplification are difficult to estimate because the latter is not only a function of the angular separation between the foreground mass and the background source, but it also depends on the redshifts of the different components and on the lens model. Nevertheless, for the various observed pairs, we have shown that the foreground quasar and its environment produce an amplification of 0.5 mag, at maximum. Such a value, introduced in the model of Schneider in BHS97, implies an increase in the number of expected pairs by less than a factor 2. According to the values of the amplification derived for the observed pairs, this factor is probably overestimated, but we shall consider this case as an extreme one for the possible gravitational lensing amplification bias.

## 3. The Véron & Véron catalogue

We have searched the VV2000 catalogue for close ( $\leq 5''$ ) quasar pairs with different redshifts. This catalogue lists the position, magnitude and redshift of the whole population of quasars already discovered and identified (i.e. 13 213 objects). Since it is intrinsically heterogeneous, it is not designed for statistical studies. Nevertheless, we may reasonably assume that a significant number of quasars in VV2000 have been observed or re-observed with a high angular resolution, so that nearby companions, if present at all, would have been discovered and reported. Besides published results, we searched the HST database and we made an inquiry among regular quasar observers and gravitational lens investigators to confirm this assumption. We found evidences of high angular resolution



**Fig. 1.** HST F814W observations of the 3 close quasar pairs with different redshifts known up to-day. In the center, we note the particular case of Q1009-0252 for which the background quasar is lensed by the galaxy G (see Papers I and II for details).

images for about 2900 QSOs: 780 QSOs found in the HST database, 1164 QSOs listed in optical surveys for gravitational lensing (Claeskens 1999), 118 QSOs studied for their environment (Ellingson et al. 1991; Osmer et al. 1998), 281 QSOs observed from the LBQS (Hewett, private communication), 240 quasars observed from the Cerro Tololo Surveys (Maza et al. 1993, 1995, 1996) by Schechter et al. (private communication) and about 300 QSOs from the FBQS survey (Schechter, private communication).

It is of course impossible to list all existing QSO observations present in all observatory archives, but it is reasonable to assume that, on the basis of these 2883 confirmed observations and the numerous applications based on QSO images and spectra (polarization, galactic environment, absorption line correlation, damped Ly-alpha systems,...), about 5000 QSOs have been imaged by the year 2000 with an angular resolution good enough to distinguish companions separated by more than  $1''$ . These 5000 QSOs represent 48% of the 10437 QSOs left in the VV2000 catalog after the 2776 objects identified on objective prism plates have been removed (when they are not re-observed, these objects are strongly biased against close pair detections (Iovino et al. 1996)). For simplicity, we shall assume that 50% of the remaining QSOs have indeed been re-observed, i.e. our final catalog contains 5218 objects randomly chosen among 10437 QSOs.

The quasars reported in VV2000 can be divided into 4 categories: quasars with a Johnson  $B$  magnitude (3864 objects; hereafter population PB), the ones observed in Johnson  $V$  (1390 objects; hereafter population PV), those in Johnson  $R$  (1142 objects; hereafter population PR) and those detected on a Kodak 103-aO emulsion (hereafter O filter; nearly  $B$  filter except in the UV part, see <http://aps.umn.edu/datadir/response.html> for the response curve; 3841 objects; hereafter population PO). Finally, 26 objects reported with an infrared magnitude but without filter information were removed as well as 174 objects without reported magnitude.

### 3.1. Surface density

Approximately half of the quasars (i.e. populations PB and PV) have a reported  $B$  magnitude. Because of this, we have decided

to use the cumulative surface density in the  $B$  filter. The one derived by Hartwick & Schade (1990), based on a compilation of different quasar surveys presents numerous advantages. It has been determined up to  $B = 22.5$  and a correction for incompleteness has been taken into account, including a precise correction for the different observational biases. Furthermore, the surface density has been estimated on the basis of a quite large quasar sample (around 1300 quasars). The curve  $\Gamma = b^{(B-a)}$  (where  $\Gamma$  is the surface density of quasars brighter than magnitude  $B$ ) has been adjusted on the Hartwick and Schade results (i.e. finding respectively for the  $b$  and  $a$  coefficients 6.91 and 18.47 for  $B < 19.97$  and 2.26 and 16.41 for  $B > 19.97$ ). The resulting surface density of quasars has then been used in the calculation of the expected number of pairs (see Sect. 4 for details).

### 3.2. The color transformation

As shown in the previous section, it is necessary to derive a  $B$  magnitude for each quasar in the sample. For this purpose, we have calculated the  $B - O$ ,  $B - R$  and  $B - V$  color transformations by applying the transmission curve of the different filters to an average spectrum of quasar built from the composite spectra of Zheng et al. (1997) and Francis et al. (1991) (see Sect. 2.3 of Royer et al. 2000 for details). The existence in VV2000 of an observed  $B - V$  color allowed us to empirically choose the most appropriate absorption model (i.e. the so-called  $B$  model in Royer et al. 2000) and to check the validity (in a particular case) of the synthetic color transformation. It is obvious that this spectrum is representative of an average quasar and that individual spectra may deviate from this one. Nevertheless, as we may see for the  $B - V$  subsample in Fig. 2, the theoretical curve deviates from the mean observed  $(B - V)(z)$  by less than 0.2 mag. On the other hand, we see in Fig. 2 that the  $B - R$  transformation gets very important for high values of the redshift (typically  $z > 4$ ). At redshifts  $z \geq 2.5$ , the absorbed Ly $\alpha$  forest appears in the  $B$  filter, and both the  $B - V$  and  $B - R$  color indices increase rapidly. Because the exact amount of absorption is line-of-sight dependent, we have arbitrarily fixed the  $B - R$  index to its value at  $z = 4$  for any redshift larger than 4. This procedure avoids overestimations of

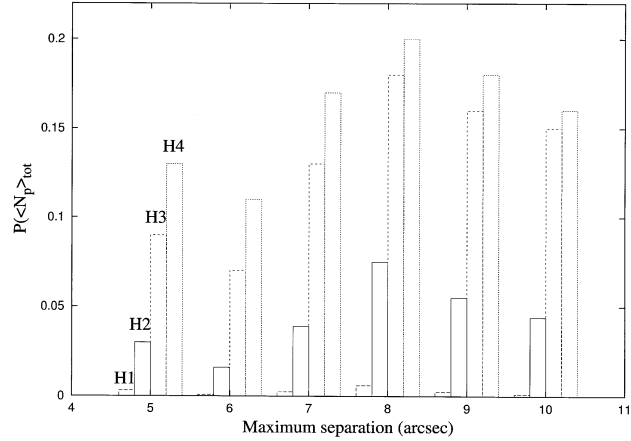
**Table 2.** Expected number of QSO pairs with uncertainties (lines 1, 2) and probability of observing 0 to 9 pairs (lines 3–12) among 5218 QSOs randomly chosen in VV2000, and under different hypotheses H1–H4 (see text).

$N_{\text{pair}}$	$P(H1)$	$P(H2)$	$P(H3)$	$P(H4)$
$N_{\text{pair}}(\text{tot})$	0.28	0.70	1.24	1.52
$\sigma$	0.011	0.015	0.010	0.023
0	0.753	0.499	0.289	0.219
1	0.214	0.347	0.359	0.333
2	0.030	0.121	0.223	0.253
<b>3</b>	<b>0.003</b>	<b>0.028</b>	<b>0.092</b>	<b>0.128</b>
4	$2 \times 10^{-4}$	0.005	0.029	0.049
5	$1 \times 10^{-5}$	$7 \times 10^{-4}$	0.007	0.015
6	$6 \times 10^{-7}$	$8 \times 10^{-5}$	0.002	0.004
7	$2 \times 10^{-8}$	$8 \times 10^{-6}$	$3 \times 10^{-4}$	$1 \times 10^{-4}$
8	$8 \times 10^{-10}$	$7 \times 10^{-7}$	$4 \times 10^{-5}$	$2 \times 10^{-4}$
9	$3 \times 10^{-11}$	$5 \times 10^{-8}$	$6 \times 10^{-6}$	$3 \times 10^{-5}$

the O population because this filter is close to the *B* filter (see e.g. Evans 1989), which implies that the *B* – *O* correction only varies between 0.1 and 0.3 mag for  $z \leq 2$  as we can see from Fig. 2. If we consider that the whole PO population is affected by a systematic error of up to  $\pm 0.3$  mag, and that the PR population is affected by an error of up to  $\pm 0.5$  mag, our simulations indicate that this may induce variations in the expected number of pairs by 25% under H1 and by less than 15% under the other hypotheses. The last main source of uncertainty comes from the surface density of quasars. This error is quantitatively difficult to evaluate, but roughly, we know that it will not change the order of magnitude of our estimates. Indeed, as we can see from Eq. (2), the expected number of pairs is directly proportional to the surface density of quasars. This means that a global overestimate of the surface density by 15% (which is the typical *one sigma* error bar on the cumulative surface density) would also induce an overestimate in the number of pairs by 15%.

#### 4.3. Discussion

Under various reasonable assumptions, we have derived the corresponding expected numbers of close quasar pairs with different redshifts in VV2000. Our results are found to be compatible with the observations. Moreover, according to Sect. 4.2 we do not expect the uncertainty in these results to exceed 20%. This means that given H3 or H4, the expected number of pairs is found, under realistic conditions, to be around 1.5, which is nearly 2 times larger than what was expected in BHS97. This factor 2 comes from the fact that BHS97 derived their expected number of pairs from the small subsamples among which each system has been discovered, and not from a larger sample of quasars observed with a good angular resolution, as we did using random selections of the VV2000 catalogue. On the other hand, since we are left with 3 confirmed QSO pairs instead of the 4 proposed by BHS97, the likelihood to find these QSO pairs in VV2000 is found to be  $\sim 10$  to 40 times larger than that computed by BHS97 in their smaller subsamples.



**Fig. 3.** Probability of discovering the observed number of pairs in VV2000 for 6 different values of the maximum outer search radius.

#### 5. Conclusions

Three quasar pairs separated by less than  $5''$  and with different redshifts ( $\Delta z > 0.1$ ) are identified in the VV2000 catalogue of quasars. Using a simple a priori method, we have determined the expected number of pairs of quasars which should be found in that catalogue. Considering that about 5000 quasars in VV2000 have been imaged in such a way that a companion as close as  $1''$  would have been discovered and identified, we have calculated using the most conservative hypothesis a probability of 0.3% of finding the three observed pairs. This result is similar to the most optimistic estimation made in BHS97. Nevertheless, we have shown that under realistic observing conditions, the number of pairs is expected to be between 0.7 and 1.52, and is consistent with the observations since the associated probability of discovering the three known systems is then between 2.8% and 12.8%.

On the other hand, we have imaged these pairs with HST and shown the absence of any secondary lensed image in the vicinity of the foreground quasar (see Fig. 1). A precise modeling of the different systems has enabled us to show that for two systems (i.e. Q1009-0252 and Q1148+0055), the amplification induced by the foreground quasar and its environment is very small (typically smaller than 10%). For the third one (i.e. Q1548+114), we found an amplification factor between 1.06 and 1.72. This clearly indicates that the amplification of the background population of quasars due to foreground ones is probably not at all as high (i.e. 1 mag) as previously estimated in BHS97.

Finally, if we consider that the model of BHS97 gives a good rough description of the gravitational lensing amplification bias, we have shown that in the extreme case of a background amplification by 0.5 mag, the expected number of pairs is doubled, which lets the probability to find three pairs between 2% and 18%. In the near future, the discovery of additional close pairs of quasars with different redshifts in deeper quasar samples (cf. SDSS, 2dF,...) will probably enable us to evaluate more precisely the importance of the amplification bias and to work with statistical results not based on rare events.

If many pairs are discovered in the future, we may use the statistics as a tool to investigate quantitatively the mean amplification bias.

*Acknowledgements.* D.S. wants to thank Dr Pierre Royer for the computation of the color transformations and for interesting discussions and Dr D. Schlegel for the availability of his software enabling us to calculate the galactic extinction. We also want to thanks P. Hewett, N. Morgan, P. Schechter, D. Crampton, S. Cristiani, R. Green, R. Kron, G. Richards, D. Schade, R. Webster and H. K. C. Yee who responded to our inquiry on the number of re-observed quasars. We also thank the referee Dr P. Véron, for his constructive comments. Our research was supported in part by PRODEX (Gravitational lens studies with HST), by contract IUAP P5/36 “Pôle d’Attraction Interuniversitaire” (OSTC, Belgium) and by the “Fonds National de la Recherche Scientifique” (Belgium).

## References

- Burbidge, G. R., Hoyle, F., & Schneider, P. 1997, *A&A*, 320, 8 (BHS97)
- Burbidge, E. M., Beaver, E. A., Cohen, R. D., Junkkarinen, V. T., & Lyons, R. W. 1996, *AJ*, 112, 2533
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., & O’Dell, S. L. 1974, *Nature*, 248, 568
- Claeskens, J.-F., & Surdej, J. 2002, *A&A Rev.*, 10, 263
- Claeskens, J.-F., Khmil, S. V., Lee, D. W., Sluse, D., & Surdej, J. 2001, *A&A*, 367, 748 (Paper II)
- Claeskens, J.-F., Lee, D. W., Remy, M., Sluse, D., & Surdej, J. 2000, *A&A*, 356, 840 (Paper I)
- Claeskens, J.-F. 1999, Ph.D. Thesis Soc. Roy. Sci. Liège, 68, 1
- Ellingson, E., Yee, H. K. C., Green, R. F. 1991, *ApJS*, 76, 455
- Evans, D. W. 1989, *A&A*, 78, 249
- Francis, P. J., Hewett, P. C., Foltz, C. B., et al. 1991, *ApJ*, 373, 465
- Hartwick, F. D. A., & Schade, D. 1990, *ARA&A*, 28, 437
- Iovino, A., & Shaver, P. A. 1986, *A&A*, 166, 119
- Iovino, A., Clowes, R., & Shaver, P. 1996, *A&AS*, 119, 265
- Maza, J., Wischnjewsky, M., & Antezana, R. 1996, *RMxAA*, 32, 35M
- Maza, J., Wischnjewsky, M., Antezana, R., & Gonzalez, L. E. 1995, *RMxAA*, 31, 119M
- Maza, J., Ortiz, P. F., Wischnjewsky, M., Antezana, R., & Gonzalez, L. E. 1995, *RMxAA*, 31, 159M
- Maza, J., Ruiz, M. T., Gonzalez, L. E., Wischnjewsky, M., & Antezana, R. 1993, *RMxAA*, 25, 51M
- Osmer, P. S., Kennefick, J. D., Hall, P. B., & Green, R. F. 1998, *ApJS*, 119, 189
- Royer, P., Manfroid, J., Gosset, E., & Vreux, J.-M. 2000, *A&AS*, 145, 361
- Spinrad, H., & Smith, H. E. 1975, *ApJ*, 201, 275
- Schechter, P. L., Gregg, M. D., Becker, R. H., Helfand, D. J., & White, R. L. 1998, *AJ*, 115, 1371
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Urry, C. M., Scarpa, R., O’Dowd, M., et al. 2000, *ApJ*, 532, 740
- Véron-Cetty, M. P., & Véron, P. 2000, *ESO Sci. Rep.*, 19, 1 (VV2000)
- Wampler, E. J. 1997, *ApJ*, 476, L55
- Wampler, E. J., Baldwin, J. A., Burke, W. L., Robinson, L. B., & Hazard, C. 1973, *Nature*, 246, 203
- Zheng, W., Kriss, G. A., Telfer, R. C., Grimes, J. P., & Davidsen, A. F. 1997, *ApJ*, 475, 469 (Erratum: 1998, *ApJ*, 492, 855)

### 3.3.3 Discussion

La différence entre nos résultats et ceux de Burbidge *et al.* (1997) a diverses origines. La principale réside dans le fait que Burbidge *et al.* (1997) ont ignoré dans leur calcul la non découverte de paires dans d'autres échantillons que ceux dans lesquels ces paires ont été trouvées. La seconde raison majeure provient du fait qu'ils ont considéré que 4 paires de quasars avaient été découvertes alors que l'on ne peut strictement considérer que 3 de celles-ci ; la quatrième paire étant formée d'un AGN moyennement brillant ( $M_B = -21,3$ ) et d'un blazar. Nous avons par ailleurs évalué (Section 4.2 de l'article) les différentes sources d'erreurs inhérentes à notre analyse et nous avons montré que celles-ci ne devraient pas changer nos conclusions.

Nous avons suggéré dans la Section 3.1, que la détection de nouvelles paires de quasars possédant une faible séparation angulaire (typiquement  $< 1,5''$ ) pourrait sans doute conduire à la découverte d'images multiples d'un quasar d'arrière-plan autour d'un quasar d'avant-plan et ainsi permettre une mesure directe de la masse du quasar d'avant-plan grâce à l'effet de lentille gravitationnelle. Afin d'estimer de façon grossière le nombre de paires attendu dans un catalogue plus vaste que celui considéré, nous pouvons extrapoler les résultats présentés ici. Pour ce faire considérons un catalogue 10 fois plus grand que l'échantillon sondé (i.e. soit 50.000 quasars). Si nous faisons l'hypothèse (conservatrice) que la distribution en magnitude des quasars dans cet échantillon est la même que dans le catalogue de Véron-Cetty & Véron (2000), alors nous espérons selon l'hypothèse H4 (Table 2 de l'article) découvrir environ 15 paires ( $1,52 \times 10$ ) avec une séparation angulaire comprise entre 1 et  $5''$ . Grâce à l'équation (1) de l'article, on peut très facilement calculer le nombre de paires avec une séparation angulaire comprise entre 1 et  $1,5''$ . Il suffit pour ce faire de diviser le nombre de paires par le rapport de surfaces entre les 2 anneaux, soit  $(25-1)/(2,25-1) = 19,2$ , ce qui conduit à la découverte de seulement 0,8 paire à très faible séparation angulaire.

Un catalogue de 50.000 quasars tel que celui proposé correspond grossièrement au nombre de quasars qui ont été détectés à ce jour par le SDSS. Le catalogue final (qui devrait avoir couvert 1/4 de la surface céleste), prévoit l'identification de 100.000 quasars. Une fois que seront bien analysés les biais qui pourraient affecter la découverte de paires de quasars (à décalages vers le rouge différents), il pourrait alors être intéressant de réaliser un travail similaire à celui-ci dans cet échantillon. La découverte d'une trentaine de paires séparées de moins de  $5''$  permettrait de ne plus travailler sur des événements rares. Elle offrirait par ailleurs une méthode de détermination empirique du biais en amplification. Par contre, le faible nombre attendu de paires à très faible séparation rend l'utilisation du phénomène de lentille comme estimateur primaire de la masse des quasars (Section 3.1) moins attrayante. Cependant, rappelons que cette estimation est réalisée en considérant une distribution de quasars avec une magnitude, dans ce "catalogue de pensée", semblable à celle du Véron-Cetty & Véron (2000). Or, un catalogue tel que le SDSS est beaucoup moins incomplet pour une magnitude élevée (typiquement  $B > 22$  mag). Etant donné que la densité de surface cumulée de quasars augmente avec la magnitude et que le nombre de paires est proportionnel à la densité de surface, on peut imaginer que le nombre paires dans

un catalogue plus profond soit significativement augmenté. Hélas, cet espoir de découvrir un nombre significatif de paires à très faible séparation angulaire doit être tempéré par le fait que les “surveys” sont généralement biaisés en défaveur de la détection de telles paires. En effet, la sélection des cibles à confirmer spectroscopiquement se fait généralement sur base de leur couleur. Deux quasars proches (non résolus angulairement) avec des décalages vers le rouge différents possèdent, malheureusement, dans la plupart des cas, une couleur différente de celle attendue pour un quasar unique. Cet effet devrait néanmoins être moins marqué pour des paires possédant des composantes de brillances très différentes (mais l’amplification associée à un effet de lentille gravitationnelle biaise la découverte de tels système). Dans tous les cas, la recherche de ces paires nécessite un programme adapté, leur détection ayant peu de chance de se faire fortuitement.





# Chapitre 4

## Découverte et étude du système RXS J113155-123155

” Certains voient le monde tel qu’il est et se demandent pourquoi et puis d’autres rêvent le monde comme il ne l’a jamais été et se disent pourquoi pas.”  
H. Verneuil (I ... comme Icare)

C’est durant notre séjour à l’ESO (Chili) que nous avons eu la chance de découvrir un nouveau mirage gravitationnel. A la fin du mois d’avril 2002, l’instrument infra-rouge TIMMI2 placé au foyer Cassegrain du télescope de 3,6m à l’observatoire de la Silla a connu des problèmes techniques et pour cette raison, les observations prévues au début du mois de mai 2002 avec celui-ci ont dû être annulées. Afin de ne pas procéder à la fermeture du télescope durant cette période, l’ESO a alors procédé à une demande de temps en interne afin d’utiliser le télescope pendant la période d’indisponibilité de TIMMI2 ; l’instrument EFOSC2 a alors pris sa place au foyer du télescope. Nous avons profité de cette occasion pour soumettre en collaboration avec Damien Hutsemékers et Hervé Lamy une demande d’observation de paires de quasars séparés angulairement par une distance (comobile) inférieure à typiquement une centaine de Mpc. Nous souhaitions dans ce cadre étudier la polarisation de ces paires de quasars afin de voir s’il existait une corrélation entre l’orientation de leurs vecteurs de polarisation. La motivation d’une telle demande résidait principalement dans l’observation faite à bas décalage vers le rouge d’une corrélation entre l’axe des galaxies cD situées au centre d’amas de galaxies voisins (typiquement séparés par moins de 100 Mpc ; Plionis, 1994). L’extrapolation d’un tel résultat à plus haut décalage vers le rouge restait spéculatif et l’étude de la polarisation des paires de quasars radio (généralement situés dans un environnement plus riche que les non émetteurs radio et également plus souvent polarisés que ceux-ci) permettait de tester cette hypothèse. Le lendemain de l’acceptation de notre demande, nous nous sommes envolés pour la Silla afin de mener à bien notre projet. La chance a été avec nous puisque nos deux nuits d’observation se sont positionnées dans la seule fenêtre de beau temps de la semaine.

## 4.1 Découverte de J1131-1231

Plusieurs des cibles que nous avons sélectionnées<sup>1</sup> pour notre projet originel étaient issues du catalogue de Bauer *et al.* (2000) construit à partir de la corrélation des positions X, radio et visible de 1.557 objets. Pour les objets non identifiés précédemment, Bauer *et al.* (2000) avaient obtenu des spectres afin de déterminer leur décalage vers le rouge. C'est ainsi que nous avons choisi d'observer la cible RXS J113155.4-123155 assimilée à un quasar à  $z=0,65$  de coordonnées 11h31m53,4 -12d32m0s (J2000). Lorsque nous avons obtenu les premières images de cet objet au début de la deuxième nuit d'observation, notre attention fut attirée par la morphologie particulière d'une source située à une vingtaine de secondes d'arc de notre cible originale. Après une réduction rapide de ces images et une recherche dans les bases de données existantes de sa nature (classée comme une galaxie), nous avons décidé d'obtenir de nouvelles images de confirmation. Ces images ainsi que d'autres observations visant à identifier cet objet sont présentées dans cette section sous la forme de la lettre de découverte publiée dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

### 4.1.1 Résumé de l'article

Dans ce premier article, nous rendons compte de la découverte d'un nouveau quasar quadruplement imagé et entouré d'un anneau d'Einstein. Les spectres des différentes composantes de RXS J113155,4-123155 révèlent une source située à  $z=0,658$ . Cet objet est l'une des plus proches sources connues (i.e. Galaxie Syfert de type 1) subissant un effet de lentille gravitationnelle<sup>2</sup>. La galaxie lentille est clairement détectée. Son décalage vers le rouge est  $z=0,295$ . De plus, la magnitude  $V$  de ce système a varié de 0,3 magnitude entre 2 époques séparées par 33 semaines. L'astrométrie relative des images est très bien ajustée par un modèle SIS+cisaillement. Cette modélisation suggère un fort grandissement de la source (le grandissement maximal serait d'environ 25) et des rapports de flux entre les différentes images significativement différents des observations. Ceci suggère que les images multiples pourraient être affectées par une combinaison d'évènement micro ou milli-lentille et d'effets d'extinction

---

<sup>1</sup>La sélection de l'échantillon total a été réalisée à partir du catalogue de Véron-Cetty & Véron (2001) suivant un critère d'émission radio.

<sup>2</sup>Une source multiplement imagée située à  $z = 0,4814$  a été récemment découverte par Bolton *et al.* (2004).

## A quadruply imaged quasar with an optical Einstein ring candidate: 1RXS J113155.4–123155<sup>★</sup>

D. Sluse<sup>1,2</sup>, J. Surdej<sup>1,★★</sup>, J.-F. Claeskens<sup>1</sup>, D. Hutsemékers<sup>1,2,★★★</sup>, C. Jean<sup>1</sup>, F. Courbin<sup>1</sup>, T. Nakos<sup>1,2,3</sup>, M. Billeres<sup>2</sup>, and S. V. Khmil<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique, ULg, Allée du 6 Août 17, B5C, 4000 Sart Tilman (Liège), Belgium

<sup>2</sup> European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Santiago 19, Chile

<sup>3</sup> Royal Observatory of Belgium, Avenue Circulaire 3, 1180 Bruxelles, Belgium

<sup>4</sup> Astronomical Observatory of Shevchenko University, 3 Observatorna st., Kyiv UA-04053, Ukraine

Received 16 April 2003 / Accepted 14 June 2003

**Abstract.** We report the discovery of a new quadruply imaged quasar surrounded by an optical Einstein ring candidate. Spectra of the different components of 1RXS J113155.4–123155 reveal a source at  $z = 0.658$ . Up to now, this object is the closest known gravitationally lensed quasar. The lensing galaxy is clearly detected. Its redshift is measured to be  $z = 0.295$ . Additionally, the total  $V$  magnitude of the system has varied by 0.3 mag between two epochs separated by 33 weeks. The measured relative astrometry of the lensed images is best fitted with an SIS model plus shear. This modeling suggests very high magnification of the source (up to 50 for the total magnification) and predicts flux ratios between the lensed images significantly different from what is actually observed. This suggests that the lensed images may be affected by a combination of micro or milli-lensing and dust extinction effects.

**Key words.** gravitational lens – quasar – cosmology

### 1. Introduction

The peculiar and complex morphology of the source 1RXS J113155.4–123155 (hereafter J1131GL) has been serendipitously unveiled during polarimetric imaging of a sample of radio quasars carried out in May 2002 at ESO, La Silla. These observations are reported in Sect. 2 together with additional optical imaging obtained in December 2002. Astrometry and photometry of the gravitational lens system are also described. In Sect. 3, we present spectroscopic observations of the source, the lens and a nearby companion (hereafter J1131b). Section 4 is devoted to a simple lens model and Sect. 5 summarizes why this new gravitational lens is a particularly interesting one. We have adopted throughout the paper  $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_0 = 0.3$  and  $\lambda_0 = 0.7$ .

### 2. Direct imaging, astrometry and photometry

Direct imaging of J1131GL has been obtained at two different epochs with respectively EFOSC-2 at the 3.6 m telescope and EMMI-Red at the 3.5 m New Technology Telescope

(NTT) at the La Silla observatory. On May 2, 2002, we resolved the four components of J1131GL on a set of  $2 \times 4$  polarimetric images (corresponding to 4 different orientations of the Half Wave Plate and  $2 \times 150 \text{ s}$  integration time per orientation) taken through a combined  $V$ -band + Wollaston prism. The average seeing measured on the frames is  $1.1''$  and the pixel size is  $0.158''$ . Additional  $V$  and  $R$  images of J1131GL have also been obtained under poor seeing conditions ( $1.6''$ ) on December 18, 2002. The coadded exposure time amounts to 480 s in  $V$  and 960 s in  $R$ . The pixel size is  $0.166''$ .

#### 2.1. Image analysis

By means of the GENERAL image decomposition program developed by Remy et al. (1997), we have fitted the EFOSC images of J1131GL (see Fig. 1a) using 4 free adjustable PSF components, altogether with a galactic light profile for the lens. Due to significant distortions of the PSF across the field, we have finally obtained the best results using a purely analytical 2D Moffat PSF.

Fitting a (non seeing-convolved) de Vaucouleurs or exponential disk profile allows to roughly remove the low frequency signal of the lensing galaxy and to unveil a ring-like structure at a level higher than  $3\sigma$  above the noise. This feature is spectacularly confirmed by the deconvolution of the images using the MCS code (Magain et al. 1998): a non uniform ring

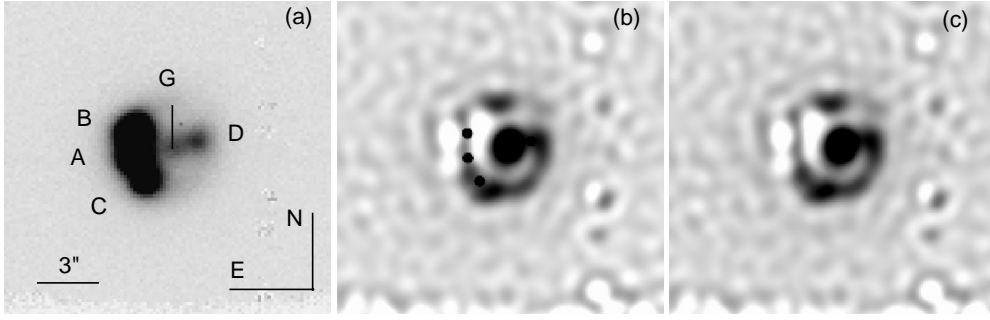
Send offprint requests to: D. Sluse,  
 e-mail: sluse@astro.ulg.ac.be

<sup>★</sup> Based on data collected at the European Southern Observatory, La Silla, Chile.

<sup>★★</sup> Directeur de recherches honorifique du FNRS, Belgique.

<sup>★★★</sup> Chercheur qualifié du FNRS, Belgique.

L44

D. Sluse et al.: Discovery of a quadruply imaged quasar at  $z = 0.658$ 

**Fig. 1.** **a)** V direct image of J1131GL obtained with EFOSC-2 ( $4 \times 150$  s integration time). The 4 lensed images and the deflexing galaxy are identified on this CCD frame. **b)** Deconvolved image using the MCS method (see text) and **c)** Idem but with the quasar images removed. A conspicuous Einstein ring candidate is seen on the deconvolved images.

**Table 1.** *Left:* relative positions between the different lensed components (B, C, D) and the lensing galaxy (G) with respect to component A as deduced from the best seeing EFOSC-2 frame using the GENERAL (GEN) and MCS codes (see text). *Right:* relative magnitude of the B, C, D lensed images with respect to A deduced with the MCS method at two different epochs. The last two columns give respectively the amplification  $\mu_{\text{exp}}$  (sign = parity) predicted by the SIS+ $\gamma$  model and the corresponding relative magnitude with respect to A (Sect. 4).

ID	$\Delta\alpha \cos \delta(^{\circ})$ (J2000)		$\Delta\delta(^{\circ})$ (J2000)		V (02/05/2002)	V (18/12/2002)	R (18/12/2002)	$\mu_{\text{exp}}$	$\Delta m_{\text{exp}}$
	GEN	MCS	GEN	MCS	MCS			model	
A	11h31m51.6s		-12°31'57"		0	0	0	-25.78	0
B	$+0.024 \pm 0.002$	$+0.029 \pm 0.003$	$+1.201 \pm 0.002$	$+1.189 \pm 0.004$	$-0.45 \pm 0.04$	$-0.46 \pm 0.06$	$-0.49 \pm 0.06$	14.67	+0.61
C	$-0.563 \pm 0.003$	$-0.573 \pm 0.002$	$-1.062 \pm 0.003$	$-1.124 \pm 0.003$	$+0.62 \pm 0.07$	$+0.62 \pm 0.08$	$+0.57 \pm 0.08$	14.68	+0.61
D	$-3.122 \pm 0.010$	$-3.088 \pm 0.036$	$+0.884 \pm 0.010$	$+0.821 \pm 0.013$	$+2.14 \pm 0.11$	$+2.16 \pm 0.14$	$+1.83 \pm 0.14$	-1.53	+3.07
G	$-1.898 \pm 0.015$	$-1.911 \pm 0.034$	$+0.559 \pm 0.015$	$+0.542 \pm 0.023$	-	-	-	-	-

passing through the 4 point-like components is seen on the deconvolved images (Figs. 1b,c). Additionally, we measured that the integrated signal from the gravitational lens system (A-D and G) was not significantly polarized (i.e. total polarization  $\sim 0.2 \pm 0.08\%$ ). GENERAL and MCS have also been applied to the EMMI frames but despite of a more stable PSF across the field, the poorer seeing prevented us to reach better results than with EFOSC-2.

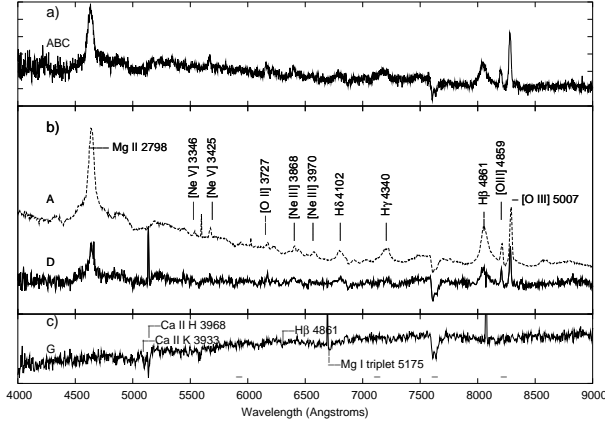
## 2.2. Relative astrometry and photometry

Astrometry of the lensed components (B-D) and of the lensing galaxy (G) relatively to A has been derived using the GENERAL and MCS codes. With the MCS algorithm, the position of the lens G has been measured by deconvolving a point-like source at the lens position. The results listed in Table 1 were derived for the best seeing EFOSC frame. They are in statistical agreement with the positions retrieved for the second epoch. The image deconvolved by the MCS code is a sum of analytical point sources and of a diffuse numerical deconvolved background. Due to this, the ring and the lensing galaxy are better taken into account with the MCS code rather than with GENERAL. Consequently, the resulting photometry of the point-like components obtained with MCS is more reliable. The results obtained for the two epochs are reported in Table 1. The  $1\sigma$  errors listed in Table 1 are formal errors on the fit for the results derived with GENERAL. In the case of the MCS code, they reflect the dispersion of the results when changing the initial conditions and deconvolution parameters (i.e. smoothing,

position, flux and background step in the  $\chi^2$  fit). Systematic errors on the photometry and on the astrometry are probably not negligible for D and G due to their small separation and their equally low S/N.

## 2.3. Absolute photometry and variability

The two polarimetric standards HD 155197 and HD 298383 have been observed with the same setting (i.e. V band + Wollaston) during the photometric night on May 2, 2002. These stars allowed us to calculate a zeropoint of  $25.85 \pm 0.03$  mag. Consequently, the integrated V magnitude of the system is estimated to be 16.63 and  $V_A = 17.97 \pm 0.09$  (deducted with MCS). The brightest parts of the ring have a surface brightness  $V \sim 23.9$  mag arcsec $^{-2}$ . The estimated mean surface brightness of the galaxy inside a  $4''$  radius is  $V \sim 22.7$  mag arcsec $^{-2}$  and its integrated magnitude inside the same radius is  $V = 18.4$ . Since the conditions were not photometric during the December observations, we performed *differential* photometry of the integrated system J1131GL with respect to various objects in the field. Due to the polarimetric nature of the EFOSC frames (i.e. the field is splitted in non contiguous bands), only 4 objects could be used for this purpose; and it was necessary to also use the 10 s acquisition frame. We found that the integrated flux of the system (A-D and G) was brighter by  $0.29 \pm 0.04$  mag in December 2002. Since the relative photometry between the 4 components is quite similar at both epochs (see Table 1), intrinsic variability is very likely responsible for this difference.



**Fig. 2.** **a)** Integrated spectrum of the three bright components A, B, C. **b)** Spectrum of A ( $2 \times 900$  s) and D (900 s). Emission lines of a quasar at  $z = 0.658$  are easily identified. **c)** Spectrum of the lensing galaxy (900 s). The typical absorption lines of an elliptical galaxy at  $z = 0.295$  are identified. The flux scales are arbitrary. The small horizontal lines above the wavelength axis on **c)** indicate telluric absorption lines.

### 3. Low resolution spectroscopy with EMMI

Two sets of low resolution spectra ( $2''$  slit) have been obtained using the new CCD on the EMMI-Red arm at the NTT: **(1)** at the end of May 2002, we obtained a 900 s unresolved spectrum (PA  $\sim 15^\circ$ , from North to East) of the three bright components A, B, C with the CCD in the  $1 \times 1$  bin mode and **(2)** on January 25, 2003, we obtained  $2 \times 900$  s spectra with the CCD in the  $2 \times 2$  bin mode (corresponding to  $3.58 \text{ \AA pixel}^{-1}$ ) and the slit passing through A, D, G and J1131b, located at  $25''$  East of J1131GL. Standard bias subtraction, flatfielding and spectrum extraction procedures were used. Wavelength calibrations of the spectra were done with an He-Arg lamp. Due to the absence of a spectrophotometric standard in January 2003, we used the spectrophotometric standards LTT 1788 and LTT 2415 observed with a  $5''$  slit in December 2002 to correct these data.

The integrated spectrum of A, B, C obtained in May 2002 (Fig. 2a) shows a continuum and emission lines typical of a redshifted quasar. We could separate these three components using the deconvolution algorithm based on a Maximum Entropy Method developed by Khmil & Surdej (2002). The separated spectra of A, B, C obtained by this algorithm were found to be very similar with slight possible changes in the continuum slope but they also remained highly correlated due to the poor seeing of  $1.7''$ . The second set of spectra obtained in January 2003 under an average seeing of  $0.66''$  have completed our knowledge of this system. Due to the spatial sampling of  $0.332'' \text{ pixel}^{-1}$ , the spectra of A, G and D slightly overlapped. Nevertheless a careful choice of the apertures enabled us to extract the spectrum of A on both frames and the spectra of G and D on the second one. An average spectrum of A is shown in Fig. 2b. We identify on this spectrum typical emission lines of a quasar at a redshift  $z = 0.658 \pm 0.001$ . This redshift was determined by fitting a Gaussian on the  $\text{MgII} \lambda 2798 \text{ \AA}$  and  $[\text{OIII}] \lambda \lambda 4959, 5007 \text{ \AA}$  emission lines. Unfortunately, the  $2''$  slit slightly scatters the light from B and C (located less than  $1.2''$  away from A) and consequently the spectrum of A is contaminated on each exposure by these two components.

Because of the overlapping and of the similar brightness of G and D their spectra are mutually contaminated. We thus subtracted one spectrum from the other after adequate scaling in order to visually minimize the contamination (i.e. to remove quasar emission lines from G and the  $4000 \text{ \AA}$  break from A). This handicraft process suggests a relative reciprocal contamination smaller than 10%. The resulting spectra are shown in Figs. 2b-c. Component D shows similar emission lines as A, but has a flatter slope, not generated by decontamination. The spectrum of G is typical of an elliptical galaxy (Kennicutt 1992) showing absorption lines redshifted at  $z = 0.295 \pm 0.002$  (e.g. CaII K&H  $\lambda \lambda 3933, 3968 \text{ \AA}$ , G band  $\lambda 4304 \text{ \AA}$ , etc.).

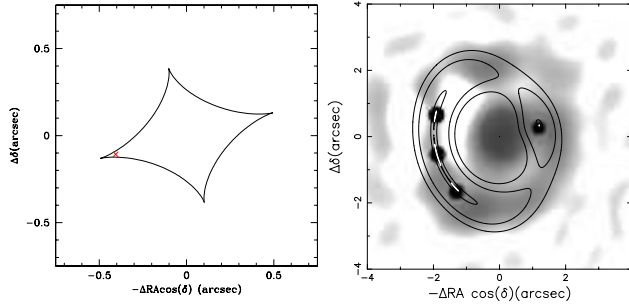
The spectrum of J1131b shows Balmer absorption lines and a continuum typical of an A type star contaminated by a background galaxy lying at  $2''$  from this object. This star was previously identified by Bauer et al. (2000) as the most likely source of the X-ray (ROSAT) and radio (NVSS) emission present in this field. They also reported a redshift  $z = 0.654$  for this object. We firmly reject their identification, mistakenly matched with the quasar we have observed here.

### 4. A simple lens model

The relative positions of the quasar images and of the lensing galaxy with respect to image A (see Table 1) have been fitted using two simple lens models: the Singular Isothermal Ellipsoid (SIE, Kormann et al. 1994; Kassiola & Kovner 1993) and the Singular Isothermal Sphere plus an external shear (SIS+ $\gamma$ ). The best fit is obtained with the SIS+ $\gamma$  model and yields the following results: the angular Einstein radius  $\theta_E = 1.819 \pm 0.006''$ , the shear  $\gamma = 0.123 \pm 0.003$  and the shear position angle  $\varphi = 14.84 \pm 0.11^\circ$  (from North to East). The uncertainties on the parameters come from the fit of the model on 1000 Monte-Carlo synthetic observations compatible with the observed errors. The direction orthogonal to the shear axis  $\varphi$  does not point towards any bright object close to the lens. The reduced  $\chi^2$  (for 3 degrees of freedom) is significantly smaller for the SIS+ $\gamma$  ( $\chi^2_\gamma = 19$ ) than for the SIE lens model ( $\chi^2_{\text{SIE}} = 203$ ) because the latter cannot reproduce correctly the observed lens position. If one does not fit the lens galaxy position, the reduced  $\chi^2$  is comparable for the SIE and the SIS+ $\gamma$  but the SIE model predicts a lens position  $0.4''$  away from the observed one. Finally, using the formulae of Witt et al. (2000) for singular isothermal lens models with shear, we predict the time delays between B and the other multiple images:  $\tau_{BC} = 0.01 \text{ d}$ ,  $\tau_{BA} = 0.87 \text{ d}$  and  $\tau_{BD} = 96 \text{ d}$ . The leading image is B and the time delay sequence is thus BCAD.

As can be seen from Fig. 3, this system is a long axis quad with a source located very close to a cusp (at about  $0.1''$ ). This allows very high magnification of the host galaxy at a few hundreds of pc from the center. The latter is the likely origin of the optical ring-like structure joining the lensed point-like images. The two minima images of the arrival time surface, B and C (with positive parity), should have about half the flux of the central one (the saddle point A), as demonstrated by Mao (1992) and by Schneider & Weiss (1992). The observed B/A magnification ratio (see Table 1) does not follow this generic prediction: B is even the brightest image. Since the

L46

D. Sluse et al.: Discovery of a quadruply imaged quasar at  $z = 0.658$ 

**Fig. 3.** Results of the SIS+ $\gamma$  model expressed in a system of coordinates centered on the lensing galaxy G. *Left panel:* the source plane position of the source (x), relative to G, is  $(-0.411'', -0.1084'')$ . This corresponds to a closest distance to a fold caustic of  $0.016''$  (115 pc in the source plane). *Right panel:* the contours (calculated from the model) corresponding respectively to 110, 740, 3700 and 5200 pc from the central engine in the source plane are overplotted on the deconvolved EFOSC frame.

C/A ratio is “normal”, and since the time delays are very short between A, B, C, we suspect B to be affected by micro/milli-lensing (D could also be). Even if the V-band and R-band flux ratios are quite similar (see Table 1), we cannot exclude that dust extinction also plays a role in the observed flux ratios. The unlensed absolute magnitude of the source is  $M_B = -22.7$  if we conservatively take  $\mu_A = 10$  and  $B - V = 0.2$ . Thus, the source is, strictly speaking, an AGN/Seyfert 1.

## 5. Discussion and conclusions

Direct imaging and long slit spectroscopy of 1RXS J113155.4–123155 presented in this letter have enabled us to show that this object is a quadruply imaged quasar ( $V_{\text{ind}} \in [17.5, 20.1]$ ;  $\Delta\theta \sim 1.2''$ ) at redshift  $z = 0.658 \pm 0.001$  lensed by an elliptical galaxy at  $z = 0.295 \pm 0.002$ . The MCS method has made possible to enhance the signature of an Einstein ring candidate barely seen on the direct images. The simple modeling by an SIS +  $\gamma$  shows that the source is located very close to a cusp allowing the host galaxy to cross the caustic and to generate the ring seen on the deconvolved images. As it is observed in many quads, there is a discrepancy between the observed image flux ratios (especially between the saddle point A and the minimum B images) and the ones predicted by modeling. This may reflect the necessity to use a lens model involving a small percentage of substructures (Schechter & Wambsganss 2002, references therein). More data on J1131GL are necessary before drawing any definite interpretation of the observed discrepancy. Nevertheless, the explanation of the flux ratios in this system should probably involve micro/milli-lensing and/or dust extinction. Only individual spectra obtained simultaneously from UV to NIR (and taken at time intervals equal to the time-delays) for each component will enable one to disentangle between these effects. Finally, we have shown that the integrated flux has varied by 0.3 mag between May and December 2002.

The source J1131b located at  $25''$  East of J1131GL was wrongly identified by Bauer et al. (2000) as the most likely optical counterpart of the X-ray (Voges et al. 1999) and radio

(Condon et al. 1998) emission present in this region. Our identification of this object as a hot star suggests that J1131GL (already cataloged with the RXS notation) is the true source of the X-ray and radio emission. Note that the discovery of a gravitationally lensed system in a multi-wavelength survey is not surprising due to the large expected multi-band magnification bias (Borgeest et al. 1991; Wyithe et al. 2003).

This first set of data suggests the necessity of good spatial resolution and high signal to noise ratio multi-wavelength imaging (from radio to X-ray) in order to use the rare characteristics of this system as many observational constraints for an accurate modeling. In this framework, the shape of the Einstein ring is an invaluable asset to determine independently the shape of the lens potential and of the unlensed source (Kochanek et al. 2001). Moreover, a precise lens inversion of the lens equation (e.g. Warren & Dye 2003) should enable one to draw a unique multi-wavelength picture of the source and to retrieve information on the source at angular scales inaccessible with present day and even future instrumentation.

This bright system brings *together* rare properties (i.e. quad, bright optical Einstein ring, small redshift, high amplification), nearly unique among the known gravitational lens systems. These features make 1RXS J113155.4–123155 a very promising astrophysical laboratory for future investigations, including the possibility for an independent determination of the Hubble parameter  $H_0$  based on time delay measurements.

**Acknowledgements.** Our research was supported in part by PRODEX (Gravitational lens studies with HST), by contract IUAP P5/36 “Pôle d’Attraction Interuniversitaire” (OSTC, Belgium) and by the “Fonds National de la Recherche Scientifique” (Belgium). F.C. is supported by the European commission through Marie Curie Fellowship MCFL-2001-0242. The collaborative grant EROS/CONICYT C00405 between Chile and France is also acknowledged. The referee, D. Rusin, is warmly acknowledged for his constructive remarks on the first draft of this letter. We finally want to thank Y. Nazé for her help with the use of the WIP software.

## References

- Bauer, F. E., Condon, J. J., Thuan, T. X., & Broderick, J. J. 2000, *ApJS*, 129, 547
- Borgeest, U., von Linde, J., & Refsdal, S. 1991, *A&A*, 251, L35
- Condon, J. J., Cotton, W. D., Greisen, E. W., et al. 1998, *AJ*, 115, 1693
- Kassiola, A., & Kovner, I. 1993, *ApJ*, 417, 450
- Kennicutt, Jr. R. C. 1992, *ApJS*, 79, 255
- Khmil, S. V., & Surdej, J. 2002, *A&A*, 387, 347
- Kochanek, C. S., Keeton, C. R., & McLeod, B. A. 2001, *ApJ*, 547, 50
- Kormann, R., Schneider, P., & Bartelmann, M. 1994, *A&A*, 284, 285
- Magain, P., Courbin, F., & Sohy, S. 1998, *ApJ*, 494, 472 (MCS)
- Mao, S. 1992, *ApJ*, 389, 63
- Remy, M., Surdej, J., Bagget, S., & Wiggs, M. 1997, *HST Calibration Workshop with a New Generation of Instruments*, ed. S. Casarteno et al., 374 (GENERAL)
- Schechter, P., & Wambsganss, J. 2002, *ApJ*, 580, 685
- Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., et al. 1996, *ApJ*, 470, 172
- Schneider, P., & Weiss, A. 1992, *A&A*, 260, 1
- Voges, W., Aschenbach, B., Boller, Th., et al. 1999, *A&A*, 349, 389
- Warren, S., & Dye, S. 2003, *ApJ*, to appear [astro-ph/0302587]
- Witt, H., Mao, S., & Keeton, C. R. 2000, *ApJ*, 544, 98
- Wyithe, J. S. B., Winn, J. N., & Rusin, D. 2003, *ApJ*, 583, 58

### 4.1.2 Note complémentaire

Ce travail a permis d'identifier les deux sources situées aux positions 11h31m51,6s -12d31m57s (ici après J1131) et 11h31m53,4 -12d32m0s (J1131b). Sur base d'imagerie et de spectroscopie à longue fente, nous avons montré que J1131 était en fait un mirage gravitationnel constitué de 4 images d'une Seyfert 1 possédant un décalage vers le rouge  $z = 0,658$  et d'une galaxie (lentille) située à  $z = 0,295$ . Nous avons par ailleurs infirmé la précédente identification de J1131b comme contrepartie optique de la source radio, que nous avons reconnue être une étoile chaude. Il est vraisemblable que les spectres de J1131 et J1131b aient précédemment été confondus lors de leur réduction.

Outre l'identification et la détermination des caractéristiques élémentaires de J1131, nos mesures des rapports de flux ont révélé un fort désaccord avec le modèle théorique. De façon plus générale, les rapports de flux étaient également en désaccord avec la règle de "somme des grandissements" (*magnification sum rule*) introduite par Schneider & Weiss (1992) et qui prédit<sup>3</sup> que l'amplification de l'image A (point selle du temps d'arrivée) soit égale à la somme des amplifications des images B et C (minima des temps d'arrivée). La violation de cette règle révélait pour J1131 la probable présence d'un effet de micro (ou de milli) lentille affectant une (ou plusieurs) des images. Cela est étudié plus en détail dans la section suivante.

---

<sup>3</sup>dans le cas où la source est située près d'un *cusp* comme pour J1131.

## 4.2 Etude multi-couleurs et multi-époques

Deux des caractéristiques de J1131-1231 révélées par le précédent article ont motivé le travail présenté dans cette section : a) l’existence d’un anneau d’Einstein b) La violation de la “règle de sommation des grandissements”, correspondant en termes simples à un désaccord entre les flux prédits par tout modèle de lentille “lisse” et les flux observés.

La présence d’un anneau d’Einstein particulièrement brillant offre la possibilité (en principe) d’ajouter un nombre important de contraintes au modèle de lentille. Celles-ci pourraient ainsi briser la dégénérescence entre les différents modèles de lentille (Keeton *et al.*, 2000; Kochanek *et al.*, 2001) qui est l’origine d’erreurs systématiques dans la détermination de  $H_0$  à partir de la mesure du délai temporel entre les images multiples de la source.

Comme cela a été expliqué à la Section 1.3.3, l’étude statistique du nombre de systèmes possédant des rapports de flux anormaux peut en principe jouer un rôle important pour évaluer la quantité de sous-structures (typiquement de masse  $M \geq 10^8 M_\odot$ ) dans la galaxie lentille. Etant donné que les rapports de flux présentés dans la Section 4.1 ont été mesurés dans le domaine visible, ils sont sujets à diverses contaminations *possibles* qu’il nous a paru important d’identifier.

Ces deux aspects constituent les motivations directes du travail présenté ici. Nous souhaitons également insister sur le fait que ce travail s’inscrit dans une étude plus exhaustive de J1131-1231 comprenant de la spectroscopie longue fente (du domaine ultraviolet au domaine proche infra rouge), de la spectroscopie intégrale de champ, de l’imagerie X et de l’imagerie visible avec le HST. L’analyse de ces données additionnelles fait partie de nos projets futurs et repose sur la bonne connaissance de ce système complexe et en particulier sur la bonne compréhension des phénomènes affectant les rapports de flux observés.

### 4.2.1 Résumé de l’article

Nous présentons le suivi en imagerie de la lentille gravitationnelle J1131-1231. Les observations comprennent des images à haute résolution spatiale dans le domaine infra-rouge avec l’instrument NICMOS à bord du *Hubble Space Telescope* ainsi que de l’imagerie proche infra-rouge obtenue avec ISAAC au VLT, avec SOFI au NTT et avec la caméra CFHT-IR au CFHT. Ces observations sont complétées par plusieurs ensembles d’images obtenues dans le domaine optique ( $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$ ), en général sous d’excellentes conditions de seeing, avec FORS1/2 au VLT. En particulier, certaines images  $B$ ,  $V$ ,  $R$  ont été obtenues quasi simultanément avec les images HST-NICMOS. Les images HST révèlent des structures dans l’anneau d’Einstein ainsi qu’un objet non identifié à proximité de la galaxie lentille. Cet ensemble de données a été déconvolué, conduisant à une mesure précise des positions relatives des images multiples du QSO et à la photométrie du système dans les filtres Bessel  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  et dans les filtres  $J$ -SOFI,  $F160W$  et  $Ks$ . Des modèles paramétriques de la lentille ainsi que des images simulées montrant l’influence de la nature étendue de la source sur la mesure du flux dans les composantes ponctuelles



sont également présentés. Nous rendons également compte de variations de flux, pouvant atteindre 0,3 mag, dans différents filtres au cours d'une période de 1,5 ans. Nous montrons que ces variations ont pour origine des variations intrinsèques de la source ainsi que des effets de microlentille gravitationnelle. Dans ce contexte, nous ré-examinons l'existence de rapports de flux anormaux pour ce système. Finalement, les différentes sources d'erreur systématiques qui peuvent se produire en raison de la contribution du flux de la galaxie hôte au flux des composantes ponctuelles sont discutées en détail, de même que la précision photométrique pouvant être atteinte dans la perspective d'un suivi photométrique de ce système.

# Multi-wavelength study of the gravitational lens system RXS J113155.4-123155

## I. Multi-epoch optical and near infrared imaging <sup>★, ★★, ★★★</sup>

D. Sluse<sup>1,2</sup>, J.-F. Claeskens<sup>1</sup>, B. Altieri<sup>3</sup>, R.A. Cabanac<sup>4</sup>, O. Garcet<sup>1</sup>, D. Hutsemékers<sup>1†</sup>, C. Jean<sup>1</sup>, A. Smette<sup>1,2‡</sup> and J. Surdej<sup>1‡</sup>

<sup>1</sup> Institut d'Astrophysique et de Géophysique, Université de Liège, Allée du 6 Août 17, B5C, B-4000 Sart Tilman (Liège), Belgium

<sup>2</sup> European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Santiago 19, Chile

<sup>3</sup> European Space Astronomy Centre, ESA, P.O. Box 50727, 28080 Madrid, Spain

<sup>4</sup> Canada-France-Hawaii Telescope, 65-1238 Mamalahoa Highway, Kamuela, HI 96743, USA

Received : ; accepted :

**Abstract.** We present follow-up imaging of the complex gravitational lens system RXS J113155.4-123155 which consists of a quadruply imaged QSO and an Einstein ring. The observations include high resolution near-infrared (NIR) images obtained with NICMOS on-board the *Hubble Space Telescope* (HST) as well as good resolution ground-based NIR images obtained with ISAAC at the Very Large Telescope (VLT), with SOFI at the New Technology Telescope (NTT) and with CFHT-IR at the Canada-France-Hawaii Telescope (CFHT). These observations are complemented by several sets of optical images ( $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$ ) obtained generally under excellent seeing conditions with FORS1/2 at the VLT. In particular, some of the  $B$ ,  $V$ ,  $R$  images were nearly simultaneous to HST-NICMOS data. The HST frames unveil structures in the Einstein ring as well as an unidentified object in the vicinity of the lensing galaxy. This extensive set of data has been deconvolved, leading to accurate relative positions of the lensed QSO images and to photometry in the Bessel  $B$ ,  $V$ ,  $R$ ,  $I$  filters and in the  $J$ -SOFI,  $F160W$  and  $K_s$  filters. Parametric lens models are also presented together with simulated frames showing the influence of the extended nature of the source on the point-like flux ratios. We also report flux variations as large as 0.3 mag observed in various filters during a 1.5 year period. We argue that these variations originate from both intrinsic variations and microlensing effects. In this context, we re-examine the presence of a flux ratio anomaly in this system. Finally, the various sources of systematic errors that may occur due to the flux contribution of the host galaxy to the point-like flux measurements are extensively discussed as well as the photometric accuracy one can reach in the perspective of a monitoring of this system.

**Key words.** gravitational lens – quasar

## 1. Introduction

RXS J113155.4-123155<sup>1</sup> (hereafter J1131) is one of the nearest confirmed multiply imaged AGN. The source at  $z_s = 0.658$  is lensed by an elliptical galaxy at  $z_l = 0.295$  (Sluse et al. 2003; hereafter *Paper I*). This system is a long axis quad with an image configuration very similar to B1422+231 (Patnaik et al. 1992): three merging images (B-A-C; typical of a source lying close to a cusp caustic) face the faint saddle-point image D lying close to the lensing galaxy (G). For such a system (i.e. cusp configuration system), the magnification behaviour is well understood - the flux of the middle image should be equal to the total fluxes of the two outer images (Schneider & Weiss 1992). However, this generic prediction was strongly violated at the

Send offprint requests to: sluse@astro.ulg.ac.be

\* Based on observations collected at the European Southern Observatory, La Silla and Paranal, Chile (ESO Program 71.A-0407(A,E)) and DDT Program 272.A-0535(A)

\*\* Based on observations obtained with the NASA/ESA Hubble Space Telescope (Space Telescope Science Institute) which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under NASA contract NAS 5-26555. These observations are associated with program #9744.

\*\*\* Based on observations collected at CFHT (CFHT discretionary Time)

<sup>†</sup> Chercheur qualifié du F.N.R.S. (Belgique)

<sup>‡</sup> Directeur de recherches honoraire du F.N.R.S. (Belgique)

<sup>1</sup> Instead of this "historical" name, one should preferentially use the IAU name 2MASX J11315154-1231587.

epoch of the discovery, suggesting the likely presence of substructures in the lensing galaxy (Keeton, Petters & Gaudi 2003; hereafter KGP03). Thanks to the data set presented here, we re-examine the values of the flux-ratios with regard to their temporal and chromatic variations. Additionally, since this quad is quite bright and shows lensed images with a wide separation ( $\theta_E \sim 1.8''$ ), it is potentially a target of interest for time delay measurements. Also, the bright Einstein ring detected from the optical to the near-infrared offers unique constraints for the lens modeling (Kochanek et al. 2001) that may break the degeneracy between the lens galaxy shape and the external shear (Keeton et al 2000). The drawback of this ideal scheme is the photometric contamination of the point-like flux by the ring. This motivates our extensive discussion of the sources of systematic photometric errors and of the photometric accuracy that can be reached for J1131.

The observations presented here constitute the first part of a follow-up study of this system that also includes optical and NIR spectroscopy, improved lens models and source reconstruction from HST imaging, and X-ray imaging. Sect. 2 describes the NIR and the optical data analyzed in the present paper and the data reduction process. In Sect. 3, we expose the main results of the deconvolution process, namely the discovery of structures in the Einstein ring (Sect. 3.1), the relative positions of the lensed images (Sect. 3.2), the multi-wavelength flux ratios of the lensed images (Sect. 3.3) and the point-like images absolute photometry (Sect. 3.4). Section 4 is devoted to the measurement of the flux variations in the lensed images of J1131. We discuss in Sect. 5 the sources of systematic errors on the photometry as well as the sensitivity of the point-like flux measurements to the lensed host galaxy contamination. Section 6 describes improvements on the lens model based on the very good relative positions determined from the HST data. Finally, in Sect. 7, we discuss the evidence for microlensing in this system, we attempt to interpret the chromaticity of the flux ratios in this framework and we discuss the presence of a flux ratio anomaly based on our data.

We adopt throughout this paper  $H_0 = 65 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ ,  $\Omega_0 = 0.3$  and  $\Lambda_0 = 0.7$ , and magnitudes are computed in the Vega system.

## 2. Observations and reductions

In this section, we present NIR and optical imaging obtained for J1131 using ground-based telescopes and the HST. Near Infrared observations include images recorded with the SOFI instrument placed at the Nasmyth focus of the ESO NTT, with the ISAAC instrument placed at the Nasmyth focus of Antu (UT1) in Paranal, with CFHT-IR at the  $f/8$  Cassegrain focus of the 3.6m CFHT, and with NICMOS on HST. The images recorded at visible wavelengths have been obtained with the FORS1 and FORS2 instruments at the Cassegrain focus of Antu (UT1) and Yepun (UT4) in Paranal. Table 1 summarizes the technical data of the various instrumentations and Table 2 lists the observational characteristics of each data set.

**Table 1.** Technical information of the various instrumentations used for the observations of J1131: 1) Telescope; 2) Instrument; 3) RON ( $e^-/\text{pixel}$ ); 4) Conversion factor ( $e^-/\text{ADU}$ ); 5) Pixel size ( $''$ ); 6) Detector size (pixels). All the NIR detectors are of the Hawaii HgCdTe type. Note that the SOFI pixel size has been re-measured to be  $0.289''$ , superseding the published ESO value of  $0.292''$ . For the optical imagers, mean values of the RON and of the conversion factor between the different chips are reported.

1	2	3	4	5	6
NTT	SOFI	11	5.3	0.289	1024×1024
UT1	ISAAC	11	4.6	0.1484	1024×1024
UT1	FORS1	5.2	1.61	0.100	2048×2048
UT4	FORS2	4.2	1.25	0.1265	2048×4098
CFHT	CFHT-IR	15	2.35	0.211	1024×1024
HST	NICMOS/NIC2	26	5.4	0.075	256×256

### 2.1. Ground-based NIR observations

First,  $J$  filter images of J1131 have been obtained with SOFI. The total exposure time on-object amounts to 24 min. The conditions were photometric and 6 standard stars have been observed during the night enabling us to derive a magnitude for an object producing 1 count/s (hereafter zero-point) of  $23.150 \pm 0.013$ .

Secondly, the Short Wavelength Imaging camera of the ISAAC instrument have been used in service mode (Prog ID 71.A-0407(E)) to obtain images of J1131 in the  $K_s$ -band with a total on-object exposure time of 48 min. Thanks to the short DIT (10s) used, the combined flux from the sky and QSO images in any pixel never exceeded 10000 ADU, a level below the non-linearity regime of the ISAAC detector. Therefore, the error on the IR photometry due to uncorrected non-linearity does not exceed 1%. Conditions were photometric and a zero-point of  $24.173 \pm 0.066$  has been deduced from the standard stars observed during the night.

Finally, a set of NIR images of J1131 has been obtained at a *single* epoch during DDT time with CFHT-IR through the broad band  $J\#5133$ ,  $H\#5209$ ,  $K'\#5337$  filters<sup>2</sup>. Due to the lack of photometric standard stars observed during the night, no flux calibration of these frames could be performed.

For the whole set of data, standard NIR reduction procedures were applied to subtract the dark and to flat field the images using a normalized flat field. Sky subtraction and co-addition of the reduced dithered frames were performed using the `xdimsum` IRAF<sup>3</sup> package. An independent reduction of the CFHT-IR data has also been performed using a modified version of the ECLIPSE package (Devillard 1997, 1999). This version basically uses ECLIPSE twice, using the results of the first iteration in order to construct a mask of the objects and improve the sky subtraction. Additionally the median of each detector line has been subtracted in order to take into account

<sup>2</sup> response curves at 290K may be found via the web page <http://www.cfht.hawaii.edu/Instruments/Filters/cfhtir.html>.

<sup>3</sup> IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, which are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative agreement with the National Science Foundation.

**Table 2.** Log of the observations. NExp = number of dithered frames. Epoch = epoch number as used in the text. Exp = total integration time of a single frame. For the NIR data (except for NIC2 frames), Exp = NDIT×DIT, where NDIT is the number of sub-frames with an integration time of DIT seconds. Only the total exposure time per frame is reported for the NIC2 images. FWHM = mean seeing measured on frames.

Date (dd-mm-yyyy)	Epoch	Instrument	Filter	NExp	Exp (s)	FWHM (")
21-11-2002	1	SOFI	<i>J</i>	24	2×30	0.7-0.9
12-04-2003	2	ISAAC	<i>Ks</i>	48	6×10	0.3-0.55
21-04-2003	3	FORS2	<i>R</i> special	4	80	0.65-0.85
02-05-2003	4	FORS2	<i>R</i> special	6	40	0.8
26-05-2003	5	FORS2	<i>B</i> Bessel	8	497	0.65-0.9
26-05-2003	5	FORS2	<i>B</i> Bessel	7	125	0.75-1.0
17-06-2003	6	FORS2	<i>R</i> special	6	40	0.45-0.50
17-06-2003	6	FORS2	<i>V</i> Bessel	20	59	0.5-0.65
17-11-2003	7	NIC2	<i>F160W</i>	5	640	0.12
17-11-2003	7	NIC2	<i>F160W</i>	3	704	0.12
18-11-2003	7	FORS2	<i>B</i> Bessel	3	240	1.0
18-11-2003	7	FORS2	<i>V</i> Bessel	4	120	0.8-1.0
18-11-2003	7	FORS2	<i>R</i> special	4	80	0.85-0.95
09-02-2004	8	CFHT-IR	<i>J</i> #5133	4	6×120	0.6-0.8
09-02-2004	8	CFHT-IR	<i>H</i> #5209	4	6×60	0.6-0.8
09-02-2004	8	CFHT-IR	<i>K</i> '#5337	8	3×60	0.55-0.9
12-04-2004	9	FORS1	<i>B</i> Bessel	3	60	0.7-0.8
12-04-2004	9	FORS1	<i>V</i> Bessel	4	30	0.65-0.85
12-04-2004	9	FORS1	<i>R</i> Bessel	4	20	0.7-0.85
12-04-2004	9	FORS1	<i>I</i> Bessel	4	20	0.6-0.7

the time variation in the bias level of the CFHT-IR camera. The image quality and relative photometry from the data reduced by both methods turn out to be similar. For all images used for deconvolution (Sects. 3.3, 3.4, 4.1) we fitted and subtracted the residual sky pattern present on the images using the SExtractor software v 2.3.2 (Bertin, 1996).

## 2.2. Ground-based optical observations

Observations with the FORS2 instrument have been obtained with the High Resolution (HR) collimator and the detector in the 2×2 binning mode (Prog. ID 71.A-0407(A)). Conditions were not photometric.

Single epoch *B*, *V*, *R*, *I* images of J1131 were obtained under photometric conditions with the FORS1 instrument and a CCD in unbinned mode (Prog. ID 272.A-0535(A)). Zero-points for the Bessel *B*, *V*, *R*, *I* filters are found to be respectively  $27.763 \pm 0.015$ ,  $28.119 \pm 0.018$ ,  $28.059 \pm 0.037$  and  $27.254 \pm 0.010$ .

Standard reduction procedures were applied to the data including bias subtraction and flat fielding with a normalized flat. The photometric measurements of the standard stars have been performed with the phot IRAF task. For all images used in the deconvolution analysis, we fitted and subtracted the sky using the SExtractor software v 2.3.2 (Bertin, 1996).

## 2.3. HST F160W observations

We analyzed archive data of J1131 observed on November 17, 2003 with the *Hubble Space Telescope* as part of the CfA-Arizona Space Telescope Lens Survey (CASTLES). Eight dithered frames of J1131 have been obtained with the NIC2

camera and *F160W* (*H*) filter. The total exposure time amounts to 5309s. Two frames have not been used for science purposes because of an error flag associated with pixels located in the brightest point-like images. We reduced the images using the IRAF *calnica* and *calnicb* tasks as recommended in the HST NICMOS data handbook (Dickinson et al. 2002). The flux calibration has been derived from the PHOTFNU keyword and from the averaged flux density of VEGA  $< F_\nu >$  (Dickinson et al. 2002). We used the updated values (June 2004) of the Keyword PHOTNU= $1.498116 \times 10^{-6}$  Jy sec DN $^{-1}$  and  $< F_\nu > = 1043.5$  Jy advertised on the photometry NICMOS webpage<sup>4</sup>.

## 3. Astrometry and photometry

All the science frames were deconvolved using the MCS code (Magain et al. 1998). Thanks to this software, images are deconvolved to an improved but finite resolution, chosen by the user according to the sampling theorem (see Courbin et al. 1998 for a “user description” of the software). For HST data, the synthetic PSF used in the deconvolution process is constructed based on the PSF generated at the position of the centroid of the lens with the Tiny Tim v 6.1 software (Krist & Hook 2003). In the other cases, the PSF is constructed from relatively isolated field stars ideally as bright and close to the deconvolved object as possible. Additionally, since the co-addition of different images often deteriorates the PSF, we generally work on the individual frames obtained at different dithered positions. The only exception is for the *J*-SOFI and for the *Ks* band data (epochs 1 and 2) for which a set of stacked frames of best seeing have been used. In the *Ks* band, this set is composed of 8 frames of

<sup>4</sup> <http://www.stsci.edu/hst/nicmos/performance/photometry>

4

Sluse D. et al.: Multi-wavelength and multi-epoch imaging of RXS J113155.4-123155.

6×1 minutes and in the *J* band, it is composed of 4 frames of 6×1 minutes.

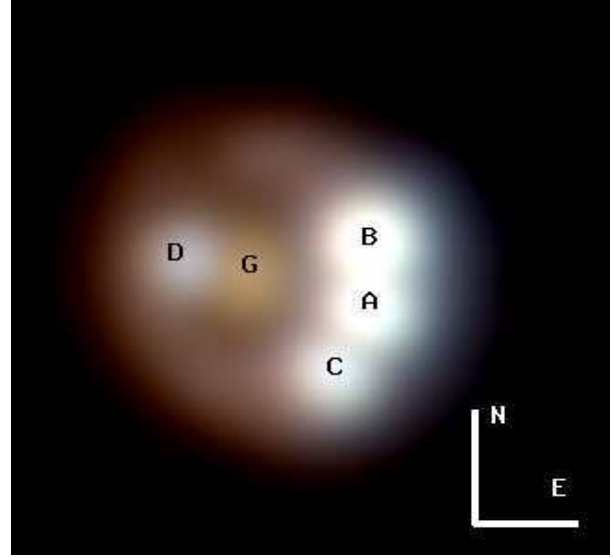
Instead of deconvolving each image separately, we used a modified version of the code (hereafter *multiMCS*). This version of the algorithm has been successfully applied to various lens monitoring data (e.g. Burud et al. 2000). Its main advantage is to deconvolve all the frames from different epochs simultaneously, leading to a better constraint on the astrometry of the quasar images (an output of the deconvolution process), on the shape of the Einstein ring and of the lensing galaxy, using the S/N of the whole data set. For each data set, simultaneously deconvolved frames are reconstructed to a common improved resolution. Therefore, seeing variations between frames are generally not critical to retrieve a precise photometry (except when the background Einstein ring becomes bright with respect to the point like flux, see Sect. 5). Additionally, MCS allows to choose the final image pixel size. We have adopted for each band a pixel size twice as small as the original one. With *multiMCS*, the relative positions of the point-like images are the same for all frames while the flux of the point-like components and the image offset with respect to the reference frame are allowed to vary between individual frames. Because small systematic errors on the offset between each frame (typically less than 0.1 pixel) can significantly modify the photometry, the offset values have always been derived independently and set as initial conditions in *multiMCS*. Also, for the data sets with the largest pixel size (i.e. CFHT-IR and SOFI), we fix the relative positions to the one found with HST (cf Sect. 3.2).

By default, the errors reported in this paper are  $1\sigma$  standard errors on the mean. When the latter are calculated based on an estimator of the standard deviation (and not based on the “true” standard deviation), we use the Student’s factor *t* in order to associate a 68% probability of realisation to the reported  $1\sigma$  error bar.

### 3.1. Ring morphology

The multi-wavelength images of J1131 confirm that the contrast between the QSO and its host decreases with increasing wavelength, as expected for the host galaxy of a quasar located at  $z \sim 0.66$ . Indeed, the Spectral Energy Distribution (SED) of QSOs is minimum at  $\sim 1\text{--}2 \mu\text{m}$  (rest-frame) while in this domain the dominant emission is coming from the host (e.g. Dunlop et al. 1993) and marginally from the dust torus (hot dust emission increases up to  $\sim 2 \mu\text{m}$ ; e.g. Elvis et al. 1994, Nenkova et al. 2002). The “true color” picture presented in Fig 1, combining *B*, *V* and *R* best seeing images, illustrates the red color of the ring.

While some structures in the ring are barely detected on the ground based Ks deconvolved frames, the HST NICMOS deconvolved image (Fig. 2) spectacularly unveils many details in the ring. Additionally, a putative companion object (*X*) near the lensing galaxy is detected but its nature is unknown. The latter is tentatively investigated in Paper II (Claeskens et al., in preparation) based on ACS and NICMOS images. Also, the structures observed in the ring will be identified in the reconstructed source and used to constrain the modeling in Paper II.



**Fig. 1.** Color image (*B*, *V*, *R*) of J1131 constructed from the best seeing FORS2 data. The QSO images appear slightly blue, the lensing galaxy “orange” and the ring red.

**Table 3.** Relative positions of the different lensed components (BCD), the lensing galaxy (*G*) and the companion object (*X*) with respect to *A*. These are deduced from a gaussian fitting (except *X* retrieved with *multiMCS* deconvolution) on the HST NIC2 image (F160W) and from the *multiMCS* deconvolution of the FORS2 and ISAAC ground based images (*B*, *V*, *R*, *Ks*). The last column lists the  $1\sigma$  error in both right ascension and declination (a systematic error of 0.003” is quadratically added).

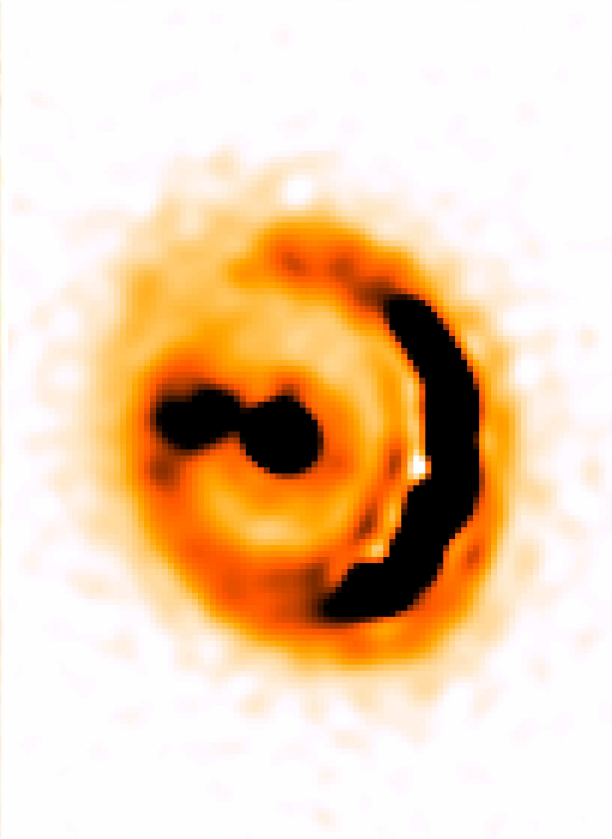
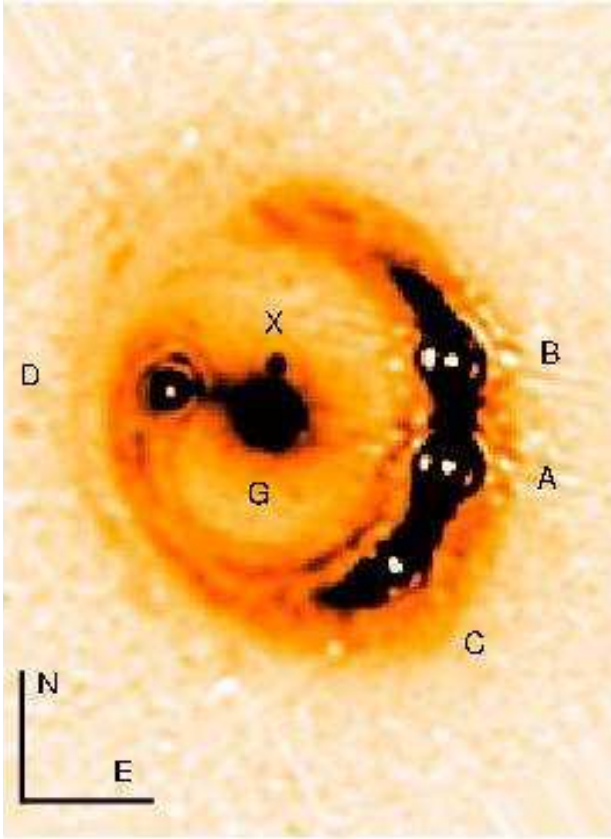
ID	$\Delta\alpha \cos \delta(^{\prime\prime})$		$\Delta\delta(^{\prime\prime})$		$1\sigma(^{\prime\prime})$	
	F160W	ground	F160W	ground	F160W	ground
A	0	0	0	0	0.003	0.003
B	0.032	0.030	1.184	1.190	0.003	0.003
C	-0.590	-0.589	-1.117	-1.117	0.003	0.003
D	-3.115	-3.120	0.875	0.881	0.003	0.004
G	-2.027	-2.027	0.607	0.604	0.003	0.004
X	-1.936	-	1.100	-	0.011	-

### 3.2. Relative astrometry

We derive the relative positions of the 4 lensed images of RXS J1131-1231 and of the lensing galaxy with typically a 3 mas precision based on the HST NIC2 data and based on the FORS2 and ISAAC ground based data.

The relative astrometry is derived from the HST data with two different methods. The first method uses gaussian fitting. More specifically, for each of the 6 frames we extract 13-pixels wide subframes ( $6 \times \text{FWHM}$ ) centered on each of the lensed images and on the lensing galaxy nucleus. We subsequently use the *i2gaussfit*<sup>5</sup> IRAF task to iteratively fit a 2-dimensional gaussian to the data. The mean positions and their associated standard errors are then calculated.

<sup>5</sup> see : <http://stdas.stsci.edu/cgi-bin/gethelp.cgi?i2gaussfit>.



**Fig. 2.** *Left* : Deconvolved HST NICMOS  $F160W$  image showing only the ring. FWHM=0.08". *Right* : Deconvolved image in the  $Ks$  filter obtained with ISAAC. FWHM=0.15"

In the second method, the relative astrometry of images B, C, D and the galactic nucleus relative to A is derived *simultaneously* using *multiMCS*. Unfortunately, this method suffers from the poor PSF sampling and is very sensitive to the prior knowledge of the relative offset between the frames. Also, the latter has been fixed to the mean relative offset inferred from the gaussian fitting of the lensed images. We find mean relative positions with *multiMCS* in statistical agreement with the ones retrieved with *i2gaussfit*. Additionally, since the deconvolution of the HST images enhances the presence of a putative companion object X (galaxy or foreground star), we also measure its mean position and derive the associated  $1\sigma$  standard error.

Finally, the relative coordinates in the HST reference frame are converted into arcseconds using a plate scale of 0.07588"/pixel in x and of 0.07537"/pixel in y<sup>6</sup> and rotated by 59.2021° to the alpha/DEC system. It is important to note that the most recent measurement of the plate scale available was 9 Jan 1999. Nevertheless, the monitoring of the plate scale during the year 1998 indicates that it is very stable.

The relative astrometry is also derived from the best ground based observations (i.e. FORS2 and ISAAC data). Since the spatial sampling of the ground based PSFs fully satisfies the

sampling theorem (contrary to the PSF of NIC2), *multiMCS* leads to an accurate relative astrometry. The relative positions of the quasar images and of the lensing galaxy found in each band (namely  $B$ ,  $V$ ,  $R$  and  $Ks$ ) do agree within typically less than 0.01". The standard deviation of the positions measured in each filter is used to derive the  $1\sigma$  standard error on the mean positions.

However, the positional errors are dominated by a systematic error of 0.003" that has been quadratically added to the  $1\sigma$  standard error on the mean. This error is typical of the systematic error that may affect the relative astrometry of small separation system on NIC2 data (Impey et al. 1998). For ground based data, this systematic error is inferred from the recalibration of the pixel size of the FORS frames with the MIDAS implementation of pos1<sup>7</sup> (Walter & West 1986) and with GAIA<sup>8</sup> (v 2.5.3). Table 3 summarizes the relative positions we derive for J1131 based on the space- and ground-based data. Both sets of results do agree within 0.006".

<sup>7</sup> <http://www.sc.eso.org/~ohainaut/bin/pos1.cgi>

<sup>8</sup> GAIA is a derivative of the Skycat catalog and image display tool, developed as part of the VLT project at ESO. Skycat and GAIA are free softwares under the terms of the GNU copyright. <http://star-www.dur.ac.uk/~pdraper/gaia/gaia.html>.

<sup>6</sup> see <http://www.stsci.edu/hst/nicmos/performance/platescale>.

### 3.3. Relative photometry

We report in this section the relative photometry measured from the analysis of the frames obtained at a single epoch. We refer to Sect. 4 for a relative photometry determined from an analysis that combines frames obtained in a given filter at several epochs.

For images obtained at a single epoch, we took advantage of *multiMCS* to derive a photometric error based on the dispersion of the photometric measurements derived for the different frames. Following this method, we include at best the Poisson noise and the error coming from the imperfection of the synthetic PSF used for deconvolution.

However, due to the superimposition of the background Einstein ring over the point-like components, we observe that the choice of the regularization term  $\lambda$  in the MCS code induces systematic errors on the measurement of the flux in the point-like images. Indeed,  $\lambda$  fixes the level of regularization of the deconvolved images by reducing the high frequencies of the background (in other words,  $\lambda$  works like a local smoothing term<sup>9</sup>). Thus, depending on the choice of  $\lambda$ , a variable fraction of the background flux is included in the point-like flux. The analysis of the *residual map* (i.e. the difference between the real image and the deconvolved image re-convolved with the PSF, and subsequently divided by the standard deviation in each pixel of the real image) enables us to choose a set of acceptable values for  $\lambda$  and to quantify its effect on the flux measurement. It is in principle easy to choose acceptable values of  $\lambda$  based on the flatness of the residual map. Indeed, if one observes strong deviations to flatness in the residual map (i.e. larger than  $3\sigma$  standard deviation), it means that the regularization is too large and is swamping (true) structures existing in the original image. When the regularization is too small, important Gibbs oscillations appear in the deconvolved frame. However, when the synthetic PSF poorly models the true PSF, deviation from the flatness can appear in the residual map for correct values of  $\lambda$ . In such cases, the visual inspection of the deconvolved frame enables us to conservatively fix acceptable values for  $\lambda$  (i.e. for too small  $\lambda$  the background does not look like a ring+lens galaxy, but just like a very diffuse background while we determine the upper limit on  $\lambda$  via the appearance of important Gibbs oscillations).

The deconvolution has been performed for 3 values of  $\lambda$ : a lower and upper bound -resp.  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$ - and an intermediate value  $\lambda_{\text{best}}$  considered as the best value. The flux ratios obtained for the two extreme values of  $\lambda$  give an idea of the maximal amplitude of the systematic error introduced by the choice of  $\lambda$ . We observe, in the range of acceptable values of  $\lambda$ , typical variations of the flux ratio by 5-15% from the *V* to the *K* bands while it is  $\leq 2\%$  in the *B* band. Also, at a given wavelength, the measured flux ratios are less sensitive to  $\lambda$  when the S/N in the Einstein ring increases. The first 11 rows of Table 4 display the relative photometry deduced in the *B*, *V*, *R* bands from the multi epoch deconvolution process (see Sect. 4.2). The last 7 rows of Table 4 display the flux ratios derived in the *I*, *J*, *H* and *K* bands.

<sup>9</sup> A high value of  $\lambda$  means a small regularization and a low value means a strong smoothing of the deconvolved image.

The resolution reached in the deconvolved frame for these filters is  $\text{FWHM}_I=0.30''$ ,  $\text{FWHM}_J=0.29''$ ,  $\text{FWHM}_{J\#5133}=0.21''$ ,  $\text{FWHM}_{F160W}=0.08''$ ,  $\text{FWHM}_{H\#5209}=0.21''$ ,  $\text{FWHM}_{Ks}=0.15''$ ,  $\text{FWHM}_{K'\#5337}=0.21''$ . For the *B*, *V*, *R* bands, the mean values obtained with the single epoch process are basically identical to the multi-epoch ones but they are more sensitive to the systematic errors introduced by  $\lambda$  because of their associated smaller total S/N. Although multi-epochs results have been measured for the *J* and *K* bands, single epoch results are preferred because of additional sources of systematic errors during the multi-epoch deconvolution (see Sect. 4.1).

### 3.4. Absolute Photometry

We derive absolute photometric measurements in the Bessel *B*, *V*, *R*, *I* bands and for the *J*, *F160W* and *Ks* filters (Table 5) based on the fluxes obtained with  $\lambda_{\text{best}}$ . The peak to peak systematic variations introduced by  $\lambda$  are estimated following the method described in Sect. 3.3. Fluxes were converted into the Vega magnitude system using the zero-points previously calculated (Sect. 2.1) and using extinction coefficients in *B*, *V*, *R*, *I*, *J* and *Ks* of 0.229, 0.114, 0.079, 0.030, 0.08 and 0.05 mag/airmass respectively (see ESO La Silla and Paranal web pages for extinction coefficients associated with the SOFI, ISAAC and FORS1 instruments). Additionally, for each set of images, we compared aperture photometry obtained with the phot IRAF routine and SExtractor to *multiMCS* photometry of at least 4 stars in the field. All the measurements are identical within the error bars, confirming the absence of systematic errors caused by the PSF<sup>10</sup>. This is also indicated by the good agreement that we found between the presented *B*, *V*, *R*, *I* photometry and the one obtained with the PSF fitting procedure described in Paper II (Claeskens et al., in preparation). However, we may notice in Table 5 that we very likely underestimate the photometric errors reported for the HST NIC2 data. Indeed, because of the bad quality of the synthetic NICMOS PSF, one can find a large family of equally “good” (equally bad in terms of residual map) deconvolved frames. Consequently there are many acceptable solutions for a given  $\lambda$  ( $\lambda_{\text{best}}$  but also  $\lambda_{1,2}$ ) and the minimization routine in *multiMCS* is likely trapped in one of the numerous local minima.

## 4. Multi-epoch variations

In order to search for photometric variations in the fluxes of the lensed QSO images, we used the *multiMCS* algorithm described in Sect. 3. For each filter, when necessary, we rebin the images with the best sampling (i.e. smallest sky projected pixel size) to that of the worst sampling set of frames using the IRAF *magnify* task. Then, based on photometric measurements of several stars in the field, we calculate the zero-point correction to be applied to each image in order to scale its flux to the flux of the corresponding *first epoch* data. *MultiMCS* deconvolution is subsequently applied to the frames.

<sup>10</sup> That result is slightly biased since the brightest stars are often used to construct the PSF.

**Table 4.** Flux ratios. The notation is  $m_{\text{best}} \pm \sigma_{\text{random}}^{+\text{sys}}_{-\text{sys}}$ , where  $m_{\text{best}}$  is the mean value obtained for  $\lambda_{\text{best}}$ ,  $\sigma_{\text{random}}$  is the  $1\sigma$  error on the mean and  $\pm\text{sys}$  is the peak to peak variation between extrem values of  $\lambda$ . Col 1 : Filter; Col 2 : Epoch for which the flux ratio are given; Col 3 :  $R_{ij}(A) = I_i/I_j$  for image A, as deduced from the multi-epoch deconvolution (Sect. 4).  $i$  is the reference epoch (bold face) for the filter considered while  $j$  is the epoch given in Col. 2. Col. 4-5-6 : Average flux ratios between image A and resp. B, C, D. Col. 7-8 : idem between image B and resp. C, D. Last column indicates whether the flux ratios are deduced from the multi-epoch deconvolution (M; Sect. 4) or from the single epoch deconvolution method (S; Sect. 3.3). Since the flux variations (Col. 3) are not affected by the regularization in the  $B$ ,  $V$ ,  $R$  filters, only the standard error on the mean flux variation is reported.

Filter	epoch	$R_{ij}(A)$	$I_A/I_B$	$I_A/I_C$	$I_A/I_D$	$I_B/I_C$	$I_B/I_D$	method
<b>B</b>	<b>5</b>	-	$0.84 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.32 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.00}$	$8.39 \pm 0.01^{+0.09}_{-0.01}$	$2.78 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$10.02 \pm 0.01^{+0.10}_{-0.06}$	(M)
<b>B</b>	<b>7</b>	$0.96 \pm 0.04$	$1.01 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.66 \pm 0.03^{+0.01}_{-0.00}$	$8.79 \pm 0.02^{+0.10}_{-0.04}$	$2.63 \pm 0.03^{+0.01}_{-0.00}$	$8.70 \pm 0.04^{+0.09}_{-0.03}$	(M)
<b>B</b>	<b>9</b>	$1.00 \pm 0.04$	$1.04 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.78 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.00}$	$10.58 \pm 0.06^{+0.14}_{-0.08}$	$2.67 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.00}$	$10.14 \pm 0.05^{+0.13}_{-0.08}$	(M)
<b>V</b>	<b>6</b>	-	$0.74 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.12 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.01}$	$7.54 \pm 0.03^{+0.11}_{-0.04}$	$2.88 \pm 0.02^{+0.01}_{-0.01}$	$10.23 \pm 0.05^{+0.14}_{-0.05}$	(M)
<b>V</b>	<b>7</b>	$0.90 \pm 0.03$	$0.92 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.55 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.00}$	$8.38 \pm 0.04^{+0.12}_{-0.03}$	$2.76 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.01}$	$9.07 \pm 0.04^{+0.12}_{-0.03}$	(M)
<b>V</b>	<b>9</b>	$0.98 \pm 0.03$	$0.96 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.67 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.01}$	$10.13 \pm 0.06^{+0.20}_{-0.06}$	$2.77 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.01}$	$10.51 \pm 0.07^{+0.20}_{-0.06}$	(M)
<b>R</b>	<b>3</b>	-	$0.62 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$1.84 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.01}$	$7.24 \pm 0.01^{+0.06}_{-0.27}$	$2.96 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.03}$	$11.65 \pm 0.01^{+0.11}_{-0.48}$	(M)
<b>R</b>	<b>4</b>	$1.0 \pm 0.02$	$0.61 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$1.84 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.01}$	$7.24 \pm 0.03^{+0.06}_{-0.27}$	$3.02 \pm 0.03^{+0.01}_{-0.03}$	$11.85 \pm 0.11^{+0.11}_{-0.48}$	(M)
<b>R</b>	<b>6</b>	$0.99 \pm 0.04$	$0.68 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.01 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.02}$	$7.17 \pm 0.02^{+0.07}_{-0.28}$	$2.94 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.03}$	$10.48 \pm 0.03^{+0.08}_{-0.44}$	(M)
<b>R</b>	<b>7</b>	$0.90 \pm 0.04$	$0.88 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.42 \pm 0.02^{+0.01}_{-0.03}$	$7.83 \pm 0.02^{+0.07}_{-0.29}$	$2.75 \pm 0.03^{+0.01}_{-0.04}$	$8.92 \pm 0.04^{+0.10}_{-0.35}$	(M)
<b>R</b>	<b>9</b>	$0.95 \pm 0.01$	$0.91 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.52 \pm 0.01^{+0.01}_{-0.03}$	$9.38 \pm 0.10^{+0.11}_{-0.44}$	$2.77 \pm 0.02^{+0.01}_{-0.04}$	$10.29 \pm 0.09^{+0.12}_{-0.51}$	(M)
<b>I</b>	<b>9</b>	-	$1.01 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.02}$	$2.56 \pm 0.02^{+0.14}_{-0.01}$	$8.35 \pm 0.07^{+0.35}_{-0.56}$	$2.53 \pm 0.01^{+0.19}_{-0.02}$	$8.25 \pm 0.10^{+0.40}_{-0.33}$	(S)
<b>J</b>	<b>1</b>	-	$0.73 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.01}$	$1.81 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.02}$	$7.39 \pm 0.13^{+0.17}_{-0.40}$	$2.48 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.04}$	$10.13 \pm 0.19^{+0.08}_{-0.36}$	(S)
<b>J#5133</b>	<b>8</b>	-	$1.01 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.17 \pm 0.01^{+0.02}_{-0.08}$	$5.17 \pm 0.09^{+0.31}_{-0.21}$	$2.16 \pm 0.02^{+0.11}_{-0.07}$	$5.14 \pm 0.06^{+0.19}_{-0.30}$	(S)
<b>F160W</b>	<b>7</b>	-	$1.30 \pm 0.02^{+0.14}_{-0.02}$	$2.90 \pm 0.02^{+0.25}_{-0.51}$	$10.64 \pm 0.50^{+1.37}_{-0.01}$	$2.23 \pm 0.02^{+0.06}_{-0.43}$	$8.19 \pm 0.36^{+0.18}_{-0.11}$	(S)
<b>H#5209</b>	<b>8</b>	-	$1.21 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.00}$	$2.02 \pm 0.02^{+0.07}_{-0.03}$	$5.96 \pm 0.30^{+0.27}_{-0.29}$	$1.67 \pm 0.02^{+0.06}_{-0.03}$	$4.93 \pm 0.28^{+0.24}_{-0.25}$	(S)
<b>Ks</b>	<b>2</b>	-	$1.43 \pm 0.01^{+0.00}_{-0.03}$	$2.52 \pm 0.01^{+0.03}_{-0.03}$	$9.60 \pm 0.04^{+0.22}_{-0.30}$	$1.76 \pm 0.01^{+0.06}_{-0.02}$	$6.70 \pm 0.03^{+0.22}_{-0.21}$	(S)
<b>K'#5337</b>	<b>8</b>	-	$1.46 \pm 0.01^{+0.03}_{-0.04}$	$2.53 \pm 0.03^{+0.10}_{-0.03}$	$8.20 \pm 0.29^{+0.04}_{-0.62}$	$1.73 \pm 0.03^{+0.11}_{-0.06}$	$5.61 \pm 0.21^{+0.28}_{-0.10}$	(S)

**Table 5.** Photometry in the  $B$ - $V$ - $R$ - $I$  Bessel filters (epoch 9), in the  $J$  band (epoch 1), in the  $H$ -band (i.e.  $F160W$  Vega-normalized magnitude; epoch 7) and in the  $Ks$  band (epoch 2) of images A, B, C and D of J1131 as obtained with *multiMCS*. The notation is  $m_{\text{best}} \pm \sigma_{\text{random}}^{+\text{sys}}_{-\text{sys}}$ , where  $m_{\text{best}}$  is the mean value obtained for  $\lambda_{\text{best}}$ ,  $\sigma_{\text{random}}$  is the quadratic sum of the  $1\sigma$  error on the mean, the error on the extinction coefficient and the error on the zero-point (this one amounts 0.03 mag for NICMOS photometry) and  $\pm\text{sys}$  is the peak to peak variation between extreme values of  $\lambda$ .

Filter	epoch	A	B	C	D
<b>B</b>	<b>9</b>	$18.09 \pm 0.02^{+0.00}_{-0.00}$	$18.14 \pm 0.02^{+0.00}_{-0.00}$	$19.19 \pm 0.02^{+0.02}_{-0.01}$	$20.64 \pm 0.02^{+0.03}_{-0.01}$
<b>V</b>	<b>9</b>	$17.88 \pm 0.02^{+0.02}_{-0.01}$	$17.83 \pm 0.02^{+0.03}_{-0.01}$	$18.96 \pm 0.02^{+0.07}_{-0.00}$	$20.41 \pm 0.02^{+0.11}_{-0.06}$
<b>R</b>	<b>9</b>	$17.76 \pm 0.04^{+0.02}_{-0.02}$	$17.66 \pm 0.04^{+0.04}_{-0.03}$	$18.77 \pm 0.04^{+0.10}_{-0.05}$	$20.21 \pm 0.04^{+0.04}_{-0.06}$
<b>I</b>	<b>9</b>	$17.43 \pm 0.01^{+0.05}_{-0.01}$	$17.42 \pm 0.01^{+0.07}_{-0.02}$	$18.44 \pm 0.01^{+0.14}_{-0.02}$	$19.72 \pm 0.01^{+0.03}_{-0.03}$
<b>J</b>	<b>1</b>	$16.83 \pm 0.03^{+0.05}_{-0.01}$	$16.49 \pm 0.03^{+0.03}_{-0.00}$	$17.48 \pm 0.04^{+0.04}_{-0.02}$	$19.00 \pm 0.04^{+0.02}_{-0.01}$
<b>F160W</b>	<b>7</b>	$15.80 \pm 0.02^{+0.04}_{-0.17}$	$16.09 \pm 0.03^{+0.03}_{-0.02}$	$16.96 \pm 0.04^{+0.21}_{-0.04}$	$18.39 \pm 0.07^{+0.03}_{-0.02}$
<b>Ks</b>	<b>2</b>	$14.72 \pm 0.07^{+0.01}_{-0.00}$	$15.11 \pm 0.07^{+0.00}_{-0.01}$	$15.72 \pm 0.07^{+0.02}_{-0.02}$	$17.17 \pm 0.07^{+0.02}_{-0.03}$

#### 4.1. Near Infrared images

NIR data have been obtained in the  $J$ - $H$ - $K$  bands at epoch 8 as well as at epoch 1 in the  $J$  band, epoch 7 in the  $H$  band and epoch 2 in the  $K$  band. The data in the  $H$  band are not included in the analysis because of the absence of photometric standard and/or field stars to properly scale epochs 7 and 8. The equivalent seeing after processing is  $\text{FWHM}_J = 0.29''$  and  $\text{FWHM}_K = 0.21''$ .

Thanks to *multiMCS* we have retrieved the flux variations between epoch 1 and 8 in the  $J$  band and epoch 2 and 8 in the

$K$  band for images A, B, C and D (see Table 6). Unfortunately, in addition to the systematic errors resulting from the choice of  $\lambda$ , additional systematic errors occur because of uncertainties on the PSF and because of errors on the scaling factor between the two epochs. Consequently, we estimate the amplitude of these errors by deconvolving in each band several subsets of data: (a) we use individual frames (i.e. 1 frame per position on the sky) for each epoch; (b) we degrade the PSF by combining the frames obtained for epoch 1 (resp. 2); (c) we arbitrarily offset the zero-point between two epochs by 0.05 mag in the  $J$



**Table 6.** Results of the multi-epoch deconvolution in the NIR with *multiMCS*:  $R_{i8} = I_i/I_8$  is the flux ratio between epoch  $i$  and 8 ( $i=1$  in the  $J$  band and  $i=2$  in the  $K$  band). The notation is  $m_{\text{best}} \pm \sigma_{\text{random}}^{+\text{sys}}_{-\text{sys}}$ , where  $m_{\text{best}}$  is the mean value obtained for  $\lambda_{\text{best}}$ ,  $\sigma_{\text{random}}$  is the  $1\sigma$  error on the mean and  $\pm\text{sys}$  is the peak to peak systematic error. See Sect. 4.1 for details on the calculation of the error bars.

ID	$R_{18}$ (J)	$R_{28}$ (K)
A	$1.01 \pm 0.02^{+0.08}_{-0.00}$	$1.07 \pm 0.04^{+0.10}_{-0.04}$
B	$1.42 \pm 0.04^{+0.11}_{-0.01}$	$1.13 \pm 0.05^{+0.09}_{-0.07}$
C	$1.23 \pm 0.03^{+0.09}_{-0.08}$	$1.15 \pm 0.04^{+0.05}_{-0.04}$
D	$0.81 \pm 0.04^{+0.33}_{-0.01}$	$0.94 \pm 0.08^{+0.28}_{-0.12}$

band (resp. 0.1 mag in the  $K$  band)<sup>11</sup>. At last, the deconvolution in (a), (b), (c) is repeated with a low and a high regularization (cf.  $\lambda_2$  and  $\lambda_1$  in Sect. 3). We consider case (a) as the best representation of the true temporal flux variations and we calculate the associated (random) standard error on the mean for that case. The extrema of the results obtained in cases (b) and (c) for  $\lambda_1$  and  $\lambda_2$  are our estimate of the peak to peak systematic error.

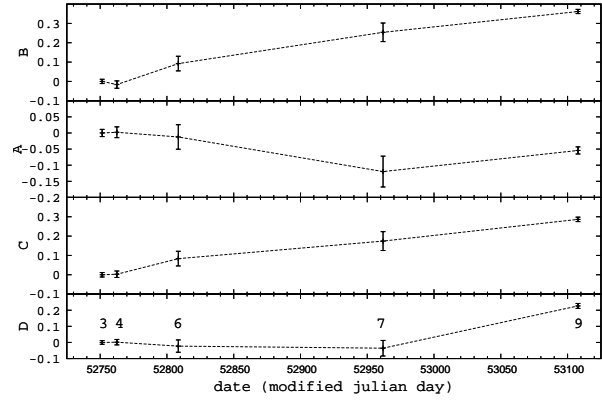
In the  $J$  band, the PSF, the error on the zero-point and the regularization introduce systematic errors of the same amplitude (typically  $\pm 8\%$ ). In the  $K$  band, the dominant source of error is coming from the uncertainty on the PSF that can modify the flux variation by typically  $\pm 10\%$ . The flux ratios  $R_{ij} = I_i/I_j$  ( $i, j = A, B, C, D$ ) retrieved for epoch 1 and 8 in the  $J$  band are in good agreement with the ones retrieved from the single epoch deconvolution (Sect. 3.3) suggesting the relative robustness of the results. In the  $K$  band, the agreement is not as good because of small differences in the retrieved background superimposed over the point-like flux measured by both methods (i.e. the retrieved background is the same for epochs 2 and 8 in the multi-epoch deconvolution while it can be different with the single epoch deconvolution process).

In conclusion, a dimming of B and C and a brightening of D is observed in the  $J$  band between epochs 1 and 8 (separated by 15 months). In the  $K$  band, even if there is a trend for a dimming of B and C between epochs 2 and 8 (separated by 10 months), the flux variations are marginally significant.

#### 4.2. B-V-R images

J1131 has been observed at 5 different epochs in the  $R$  band while data have been obtained at only three epochs in the  $B$  and in the  $V$  bands. *MultiMCS* deconvolution is applied using the complete set of individual frames for each epoch except in the  $V$  band where a subset of 5 frames with best seeing are used for the data of epoch 6. The final resulting FWHM after deconvolution are :  $\text{FWHM}_B = 0.3''$ ,  $\text{FWHM}_V = 0.24''$ ,  $\text{FWHM}_R = 0.13''$ . In the optical domain, the sources of errors are much less numerous than in the NIR. All the individual frames have been obtained with a fairly good signal-to-noise ratio and the

<sup>11</sup> These value are typical of the uncertainty on the zero-point in the  $J$  and  $K$  band.



**Fig. 3.** Lightcurve of images A, B, C and D in the  $R$  band for epochs 3, 4, 6, 7, 9. The y axis refers to the magnitude difference with respect to epoch 3 (i.e.  $m_i - m_3$ ). The solid line joining the points is there to help the legibility of the graph.

uncertainty on the zero-point correction is smaller than 0.02 mag. Nevertheless, since the magnitudes derived from the deconvolution process are systematically biased (because of imperfection of the synthetic PSF), we estimate that bias by comparing aperture photometry of 4 field stars<sup>12</sup> to their photometry inferred from deconvolution. The lens magnitudes retrieved with *multiMCS* are then corrected for each image individually from the systematic bias while the error on the correction that is quadratically added to the  $1\sigma$  standard error on the mean.

When J1131 has been observed in several bands (i.e. epochs 6-7-9 in  $V$  and  $R$  and epochs 7 and 9 in  $B, V, R$ ), we note an agreement between the lightcurves which is always better than 0.05 mag and often around 0.02 mag. Lightcurves are also nearly insensitive to the choice of the regularization parameter (except in the  $R$  band where the maximum shift of the D lightcurve can reach 0.05 mag). The lightcurves in the  $R$  band are displayed in Fig. 3 and the flux ratios in Table 4.

One may point out the difference of response between the  $R$  Special filter and the Bessel  $R$  filter used at epoch 9. Nevertheless, the color effect caused by this difference is negligible. Indeed, the difference of response curve between both filters implies a color correction of only 0.02 mag for the spectrum of J1131.

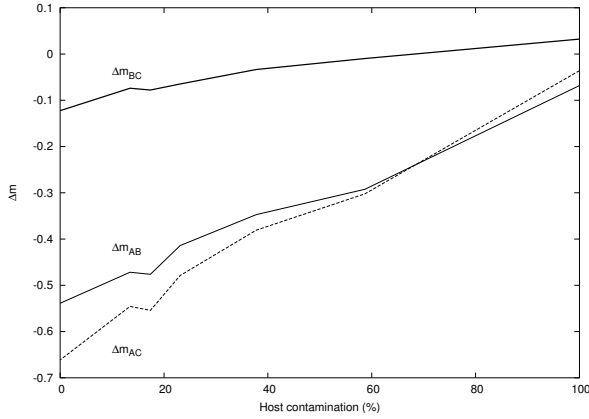
### 5. Systematic errors

#### 5.1. Extended structures

The observed flux ratios between images A,B,C are contaminated in two ways by the ring.

The first one, which is also the easiest to understand, is a purely instrumental effect: since the ring plays the role of a spatially variable background, when it gets brighter relative to the pointlike images (e.g. from the  $B$  band to the  $K$  band, see Sect. 3.1), the flux determination in the point-like components

<sup>12</sup> Two stars per CCD chip with  $B \in [18.5, 20.2]$ . Among them, one star per chip was already used to construct the PSFs.



**Fig. 4.** Point-like magnitude difference  $\Delta m_{ij} = m_i - m_j$  ( $i=A, B$ ;  $j=B, C$ ) between A and B (thin solid line), between A and C (dotted line) and between B and C (bold solid line) as a function of the average fraction of the flux of the host galaxy included in the total point-like flux after deconvolution (host contamination).

gets more contaminated. The flux *ratios* between the lensed images will also be affected since the amplification of the background ring is different from the one of the unresolved images. Because the images with the lowest S/N are also the most contaminated ones (i.e.  $I_B$  and  $I_C$ ), the effect of the contaminating background is to *decrease* the observed flux ratios  $I_A/I_B$  and  $I_A/I_C$  with respect to the theoretical values. This is the *background effect*.

The second effect is related to the specific geometry of J1131 in the source plane. Indeed, according to the lens models, the QSO core is located at only  $0.016''$  from a macro caustic, which corresponds to roughly 115 pc in the source plane (see discussion in Paper I). This means that the dusty torus and the most central part of the host galaxy (that contribute significantly to the NIR flux) cover a region in the source plane with a strong magnification gradient. Therefore, the amplifications of the lensed images will depend on the considered source radius even at very small, unresolved scales. Moreover, since the local magnification around image A is larger than around images B & C, the unresolved source radius will be smaller for image A and the amplification *ratios* will also be affected. We dub this effect the *differential amplification effect*.

Although the latter effect depends on the radial distribution of the source light, which is itself a function of wavelength, we made simulations to quantify its trend. We first choose a circularly symmetric exponential light profile with a half-flux radius  $r_e = 1.9$  kpc ( $= 0.25''$ ) to represent a typical quasar host galaxy (Sánchez et al. 2004). We lensed that source with our best fitted lens model (i.e. model IIIa; see Sect. 6 for details) using the SBmap1 command of the gravlens software (v 1.06) developed by Keeton (2001). The image plane, sampled on a grid of  $0.00025''/\text{pixel}$ , was convolved with a Moffat profile ( $\text{FWHM}=0.7''$ ) and rebinned to a scale of  $0.16''/\text{pixel}$  to mimic the observations. This synthetic frame was then deconvolved using the MCS technique to a final seeing of  $\text{FWHM} = 0.32''$ . We repeated this operation for several source radii in

the range  $0.005'' < r_{\text{src}} < 0.1''$  and we computed the flux ratios  $I_A/I_B$  and  $I_A/I_C$ . We found that when the source is unresolved in the A, B and C images (i.e. for  $r_{\text{src}} < 0.015''$ ) the flux ratios are nearly identical to the point-like source ones ( $\Delta m \sim 0.05$  mag). Then, for larger source radii, the flux ratios *decrease* and converge towards 1 when the source is resolved in all three images A, B and C.

Finally, we simulated a more realistic source model for which we look for the joined influence of the *background effect* and the *differential amplification effect* on the observed magnitude differences  $\Delta m_{AB}$ ,  $\Delta m_{AC}$  and  $\Delta m_{BC}$  as a function of the host contamination (defined as the fraction of the total point-like flux coming from the host galaxy). The source is then composed of a tiny, unresolved disk like source with  $r_{\text{QSO}} = 0.01''$  superimposed over an extended exponential profile of the host (truncated to  $r_{\text{host}} = 0.1''$ ). The results are displayed in Fig. 4.

Because the SED of the QSO is lower with respect to its host in the NIR domain (cf Sect. 3.1), we expect a stronger ring contamination in this domain. Unfortunately, because of the unknown SED of the quasar and of its host galaxy, we are only able to give a rough estimate of the contamination by the ring. Indeed, in the B band, the ring image is faint and we estimate the host galaxy contribution to be at maximum 5% of the total point-like flux. Using a mean color index  $B - K = 2.5$  for the QSO and  $B - K = 5$  for the host galaxy, we calculate that in the K band up to 35% of the total point-like flux is coming from the host galaxy. Reporting these values of contamination in Fig. 4, and comparing them with the case of 0% of contamination, we derive that the observed flux ratios should not deviate by more than 0.05 mag from the predictions for a point-like source in the B band (5% contamination). In the K band,  $\Delta m_{AB}$  and  $\Delta m_{AC}$  are reduced by several tenths of magnitude. On the contrary,  $\Delta m_{BC}$  does not vary significantly.

## 5.2. PSF, regularization, resolution

A priori, the quality of the photometry retrieved with MCS is mostly determined by the quality of the PSF (i.e. how well the synthetic PSF models the observed PSF at the target position). When the background is superimposed over the point-like images, this aspect is more critical since it induces a larger mix between the resolved background and the point-like flux. This effect is particularly relevant for our optical observations where the synthetic PSF poorly represents the PSF at the target position. To test it, we have used the frames obtained at epoch 9. Indeed, for these data we could construct a good PSF based on the bright stars in the field and a worse one based on fainter stars (generally used to construct the PSF at the other epochs). We found that even if the observed deconvolved frame was worse with the imperfect PSF, the effect on the absolute photometry (for a given  $\lambda$ ) was  $\leq 0.02$  mag and was not noticeable on the flux ratios. Consequently, the host galaxy contamination of the point-like flux should not be artificially increased by the imperfect PSF in the optical domain. Likewise, the optical lightcurve does not seem to be significantly affected by that PSF given the good agreement obtained between

the lightcurves in  $B$ ,  $V$  and  $R$  (cf Sect. 4.2). Additionally, the excellent agreement between the relative photometry we retrieved for each epoch based on the multi-epoch deconvolution (Sect. 4.2) and the one we obtained from a single epoch deconvolution (Sect. 3.3) also supports the good quality of the lightcurves.

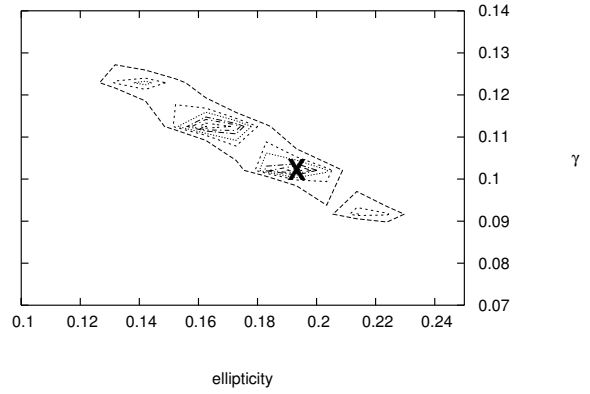
Because of the background Einstein ring, two parameters (generally arbitrarily chosen) of the MCS deconvolution also influence the photometric results, namely the regularization and the finite resolution of the deconvolved frame. We have extensively discussed the effect of the regularization in the previous sections, showing that different choices of the level of regularization induce a variable mixing between the background and the point-like flux. We have estimated the amplitude of this mixing and showed that the effect of the regularization could generally be neglected in the  $B$  and  $V$  bands while it could not at redder wavelengths (especially for the flux of image D that begins to be affected in the  $R$  band). The reduction of the (finite) resolution of the deconvolved frame implies a larger mix between the PSF and the host galaxy flux. Keeping a high resolution (i.e. small FWHM) in the deconvolved frame (in agreement with the original seeing) reduces the host galaxy contamination. Once again this effect should be more critical at redder wavelengths.

### 5.3. Summary

To summarize, our results are affected by two kinds of systematic errors. First are the systematic errors closely related to the extended nature of the source (Sect. 5.1) and negligible for most other lensed systems. Second are the systematic errors caused by the analysis method (i.e. MCS deconvolution; Sect. 5.2).

In the optical domain, the accuracy on the photometry, on the flux ratios, and on the lightcurve is limited by the PSF quality that deteriorates the ring image “under the PSF” with the consequence of including a larger fraction of the ring flux into the point-like flux. Fortunately, the deconvolution of a set of single frames per epoch (in opposition with combined frames) seems to reduce these systematic errors. Also the retrieved flux ratios and lightcurves are reliable. Additionally, since the contrast between the QSO and its host is large, the flux ratios should not deviate strongly (likely less than 0.05 mag; Fig. 4) from the ones inferred for a point-like source.

In the NIR domain, the ring is brighter and the effect of the extended source on the flux ratio is noticeable. Especially, the magnitude difference between two images with very different brightness (e.g.  $|\Delta m_{AC}|$ ) could be reduced by several tenths of a magnitude in the NIR domain. Although we could use relatively good PSFs, the additional systematic errors associated with MCS are generally caused by the choice of the regularization parameter (i.e.  $\lambda$ ), by the uncertainty on the PSF and by the resolution of the deconvolved frame (which depends on the seeing and on the pixel size of the detector). Both effects lead to an additional increase (i.e. more strongly than what is already expected based on Sect. 5.1) of the contribution of the host galaxy flux in the measured fluxes of the point-like sources.



**Fig. 5.** Iso- $\chi^2$  contours in the plane of ellipticity  $e$  and shear  $\gamma$  for model IIIa. The contours are drawn at  $\Delta\chi^2 = 2.30, 4.61, 6.17, 9.21, 11.8$  and  $18.4$  corresponding to confidence intervals of resp.  $1\sigma, 90\%, 2\sigma, 99\%, 3\sigma$  and  $99.99\%$  (Press et al. 1992). The cross (x) symbol indicates the minimum value of the  $\chi^2$ .

This systematic error is obviously expected to be larger for the faintest point-like images (i.e. C and D), leading to a reduction of  $|\Delta m_{AC}|$  and  $|\Delta m_{AD}|$ . Also, the measured temporal flux variations in C and D is reduced because the variable flux is mixed with a constant flux contribution from the ring.

### 6. Lens modeling

We perform simple modeling of the lens galaxy using the NICMOS relative astrometry of the point-like images of J1131 obtained in Sect. 3 and the associated error bars. For this purpose we use the *gravlens* modeling package v 1.06 developed by Keeton (2001). Three different generic lens models are compared : (I) a Singular Isothermal Sphere + external shear (SIS+shear); (II) a Singular Isothermal Ellipsoid (SIE), and (III) an SIE + external shear. For each model we compare the results when the theoretical position of the lensing galaxy is a) *fitted* to the observed position; b) *fixed* to the observed position; c) *not fitted* to the observed position. The results are reported in Table 7.

We find that the system is best fitted with a SIE+shear model (IIIa) with an ellipticity  $e \sim 0.2$  (where  $e = 1 - q$ , and  $q$  is the axis ratio) and a position angle  $\theta_e \sim -58^\circ$  (counted E of N). The value of the reduced  $\chi^2$  for such a model is very high and dominated by the contribution of the lensing galaxy ( $\chi^2_{\text{gal}} = 120$  and  $\chi^2_{\text{point}} = 58$ ). Indeed, the predicted position of the lensing galaxy is located  $0.03''$  South from the observed one which corresponds to approximately half the size of a pixel of the NIC2 camera. If we triple the uncertainty on the galaxy position and on C and D, then the  $\chi^2$  is still poor (i.e.  $\chi^2 = 19.86$ ). The predicted positions of A, B, C agree with the observed ones within the  $3\sigma$  error bars. However D is predicted to be  $0.02''$  North from its observed position. When one models a lensing galaxy with a SIE+shear, there is a well known degeneracy between the shear  $\gamma$  and the ellipticity  $e$ . Figure 5 displays the  $\gamma$ - $e$  region of acceptable values for  $\gamma$  and  $e$  for model IIIa. Finally, we predict the time delays between C (leading) and the other

**Table 7.** Results of the lens modeling based on the HST NICMOS relative astrometry (see Sect. 6 for details). The mass parameter  $b$  is defined in Eq.(36) of Keeton (2001).  $(\Delta\alpha \cos \delta)_{gal}$  and  $(\Delta\delta)_{gal}$  is the relative position of the lens galaxy with respect to A.  $e$  is the ellipticity and  $\theta_e$  is its PA (counted E of N).  $\gamma$  is the tidal shear while  $\theta_\gamma$  (counted E of N) points towards the mass producing the shear.  $N_{dof}$  gives the number  $N$  of degrees of freedom associated with each model. Results are not reported for model IIIc as this model is under-constrained.

Model	$b''$	$(\Delta\alpha \cos \delta)_{gal}''$	$(\Delta\delta)_{gal}''$	$e$	$\theta_e$	$\gamma$	$\theta_\gamma$	$\chi^2$
I) SIS+shear								
a) (3 dof)	1.8577	2.0351	0.56553	–	–	0.1527	-73.925	514
b) (3 dof)	1.8581	2.0274	0.60687	–	–	0.1536	-73.174	1371
c) (1 dof)	1.8364	1.9668	0.53076	–	–	0.13533	-74.192	171
II) SIE								
a) (3 dof)	1.7118	2.0469	0.56919	0.3955	-73.948	–	–	843
b) (3 dof)	1.7106	2.0274	0.60687	0.3921	-73.187	–	–	1690
c) (1 dof)	1.6887	2.4574	0.67059	0.5379	-74.219	–	–	167
III) SIE+shear								
a) (1 dof)	1.829	2.0367	0.57766	0.1625	-57.922	0.1138	-83.040	178
b) (1 dof)	1.795	2.0274	0.60687	0.2540	-59.630	0.0917	-88.517	520

multiple images :  $\tau_{CB} = 0.29$  d,  $\tau_{CA} = 1.37$  d and  $\tau_{CD} = 126.48$  d.

The *Pixelens* software<sup>13</sup> developed by Saha & Williams (2004) has also been used to evaluate ranges of time delays (i.e. histogram of time-delay values) based on an ensemble of non-parametric (asymmetric) lens models searched by a Monte-Carlo method. We find that  $\tau_{CD}$  is predicted to be in the range 80-400 days while  $\tau_{CA}$  may not exceed at worst 5 days.

Although the companion object X is faint, it can a priori modify significantly the lens potential. This would complicate the game of retrieving  $H_0$  from future time delay measurements (cf RXJ0911+0554, Schechter 2000, 2004). If we add in the modeling a SIS at the position of X we do not improve the fit and we infer an unreasonably small Einstein radius for X, suggesting that this companion does not significantly influence the modeling. When we use *Pixelens* to model J1131 with an asymmetric non parametric model, we fail to predict an over-density in the vicinity of X. These results are not very surprising since one would expect the companion X to pull up the center of mass of the lens towards the North while the position predicted by the models pulls down the observed position towards the South. The observed discrepancy between the observed position of the lens and the predicted one may thus have another origin (probably that the light distribution does not perfectly trace the total matter distribution).

## 7. Discussion

### 7.1. Temporal flux ratio variations

The multi-epoch procedure we have followed in Sect. 4 appears to be a very good method to detect the flux variations of the point-like images of J1131. The lightcurves presented in Fig. 3 summarize the variations observed in the  $R$  band at different epochs for A, B, C and D. The variations observed in the NIR domain are given in Table 6. Two kinds of temporal flux variations may be expected. First, there may be intrinsic flux variations that are correlated between all the lensed images

(i.e. time-delayed). Second, uncorrelated variations caused by microlensing can arise. Recalling Sect. 6, the time delay between images C and D ( $\tau_{CD}$ ) is expected to be in the range 80-400 days while  $\tau_{CA}$  may not exceed 5 days. Because of the high microlensing optical depth expected in quadruply lensed quasars (Witt, Mao & Schechter 1995), we characterize the microlensing time-scale by the caustic crossing time which is the time needed for the source radius to cross the caustic (see e.g. Treyer & Wambsganss 2004), i.e.

$$t_{\text{cross}} = (1 + z_l) \frac{R_{\text{source}}}{D_{OS}} \frac{D_{OL}}{v_\perp} \sim 160 \frac{R/R_{15}}{v/v_{600}} \text{days}, \quad (1)$$

where  $z_l$  is the redshift of the lens ( $z_l=0.295$ ),  $v_\perp$  is the relative transverse velocity of the lens (resulting from the motion of the source, lens and observer; cf Kayser et al. 1986),  $v_{600}$  corresponds to a relative transverse velocity of 600 km/s,  $D_{OS}$  (resp.  $D_{OL}$ ) is the angular distance between the observer and the source (resp. and the lens) and  $R_{15}$  is the size of the quasar in units of  $10^{15}$  cm.

So, the time-scale of a microlensing event turns out to be large with respect to the time-delays between the three merging images. Unfortunately, the caustic crossing time and the time-delay between C and D are of the same order of magnitude which may be problematic for the measurement of the time-delay between these two images based on a photometric monitoring. The flux variations of B, C and D in Fig. 3 seem to be correlated with a dimming by roughly 0.3 mag for B and C in a six months period and with a dimming for D time-delayed by more than 5 months. The same trend is observed in the  $J$  band between epochs 1 and 8 and marginally in the  $K$  band (epochs 2 and 8). However, image A does not seem to follow the same behavior, suggesting that microlensing occurs in this image (i.e. microlensing partially compensates the flux variations). In the following, microlensing affecting A will be considered as scenario S1. Although this scenario seems to be the most likely, B and C might be both dimmed by a microlensing event producing nearly simultaneously the same lightcurve for both images (scenario S2).

The lower amplitude of the flux variations observed in the

<sup>13</sup> available at <http://ankh-morpork.maths.qmw.ac.uk/~saha/astron/lens/K> band does not rule out these two scenarios. Indeed, it is likely

caused by the larger contribution of the non variable flux of the host galaxy to the point-like flux in this band.

### 7.2. Chromatic flux ratio variations

Because of microlensing occurring in this system and important ring contamination in the NIR domain, we cannot directly discuss the observed flux ratios. Therefore, we first analyse the chromatic variations of these ones. Next we discuss how the observed macro model flux ratios may be inferred from these data.

Three phenomena can *a priori* introduce chromatic effects in the observed flux ratios: (i) differential extinction produced by dust in the lensing galaxy and which mainly affects the blue bands; (ii) microlensing, which is stronger for smaller source sizes (e.g. Wambsganss & Paczyński 1991, Wyithe et al. 2000) and therefore for the shorter wavelengths emitted in more central parts of the accretion disk (in the NIR, the microlensing signal would also be swamped by the constant flux contribution from the host); (iii) systematic errors due to the *differential amplification* and to the *background effect* which decrease by several tenths the modulus of the magnitude difference between two images from B to K (i.e. the flux ratios tend toward 1, see Sect. 5 and Fig. 4).

In order to quantify the presence of differential extinction between the lensed images, we built a color-color diagram based on photometric data obtained simultaneously in the *B*, *V* and *R* bands (e.g. epoch 7 or 9). In order to avoid the strong ring contamination, we did not include the *I* and *H* band photometry. All the lensed images are found to have similar colors within the error bars (this can also be deduced from Fig. 6 or from Table 5). There is thus no evidence for significant differential reddening affecting the images, unless microlensing event(s) is (are) roughly compensating the reddening with a stronger amplification in the blue.

Now that we have checked for the low level of differential extinction between the quasar lensed images, we discuss the chromaticity of  $\Delta m_{AB}$ ,  $\Delta m_{BC}$  and  $\Delta m_{AC}$  (magnitude differences involving D are not discussed because of the large unknown time delay in this image; Sect. 7.1) between optical and NIR wavelengths (Fig. 6). Among the two remaining effects (ii and iii) the most obvious that can explain the chromatic behavior of  $\Delta m_{AB}$  is a microlensing event. Both microlensing scenarii described in Sect. 7.1 can reproduce the fact that  $|\Delta m_{AB}|$  is smaller in the *J* band than in the *K* band: either A is affected (S1) and should then be *de-amplified*<sup>14</sup> or B is affected (S2) and is then *amplified*. Note that effect iii could also simultaneously occur but it cannot be the dominant reason for the observed chromatic variations, as expected from the small magnitude difference between A and B.

Since B & C are not affected by microlensing under S1, since the time delay between B & C is very short and since the ring contamination is negligible at "short" wavelengths,  $\Delta m_{BC}$  observed in the *B* and *V* bands should correctly represent the macro-model flux ratios. However, this value ( $\Delta m_{BC} = -1.05$

mag) is abnormally low compared to the value predicted by the model ( $\Delta m_{BC}^{model} = -0.11$  mag). Because of the large observed value of  $|\Delta m_{BC}|$ , we expect a chromatic effect due to the *differential amplification* and to the increasing ring contamination at longer wavelengths. This is what we observe with the dimming of  $I_B/I_C$  from the *B* to the *K* band. If we adopt scenario S2, there is unfortunately no unique interpretation of this chromatic dimming (i.e. several combinations of microlensing for B and C and effect iii are possible).

Now, in order to interpret the NIR chromatic variations of  $I_A/I_C$ , we have to call on both effects ii and iii. First adopting S1, we can explain the observed decrease of  $|\Delta m_{AC}|$  between the *J* and *H* bands by the dominant ring contamination, while the subsequent increase of  $|\Delta m_{AC}|$  in the *K* band would be due to the drop of the microlensing *de-amplification* of image A. If we adopt S2, the same interpretation remains valid except that the increase of  $|\Delta m_{AC}|$  in the *K* band implies that image C is more *amplified* by microlensing at bluer wavelengths. In the latter case,  $|\Delta m_{AC}|$  observed at visible wavelengths, should consequently be a lower limit of the macro-model flux ratio. Thus, this would reveal an abnormally small value for the amplification of C also under scenario S2.

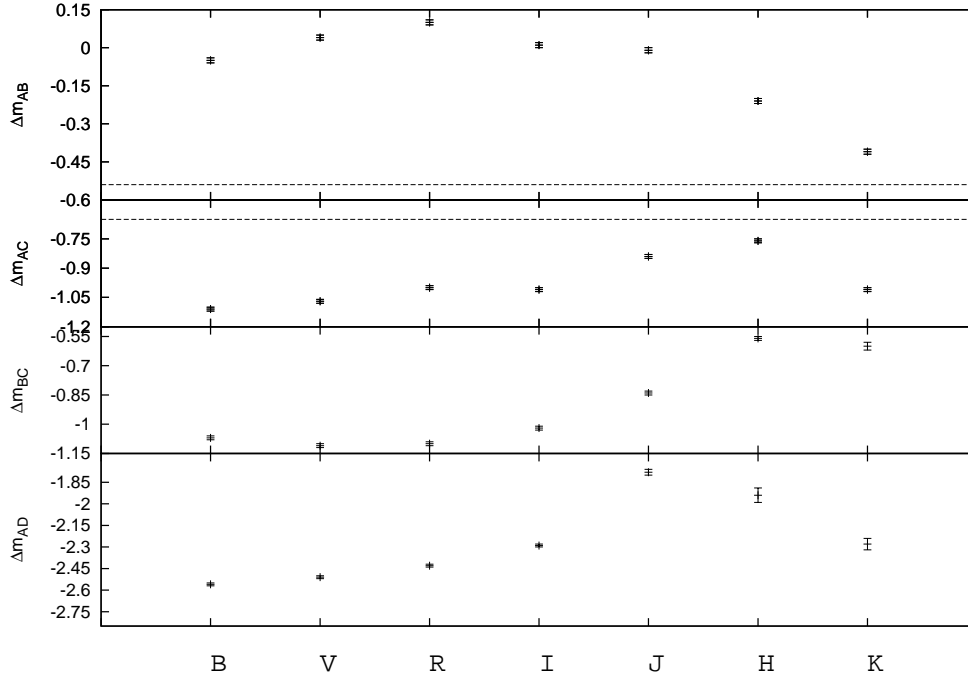
### 7.3. Flux ratio anomaly ?

It is impossible to discard either scenario S1 or S2 on the basis of our observations (Sects. 7.1 and 7.2). S2 might appear less likely than S1 because it requires synchronous flux variations coming from two completely independent putative microlensing events, but an intrinsic flux variation roughly compensated by microlensing during a period of 1 year also requires fine tuning. Additionally, S1 might also be supported by the fact that A, being a saddle point of the arrival time surface, is more likely to be de-amplified by the effect of substructures (even stellar ones; see Schechter & Wambsganss 2002, Keeton 2003, Bradač et al. 2002). On the observational front-line, confirming the presence of a time delay in the flux variations of image D would of course be an evidence for S1. On the other hand, S2 cannot last for ever.

Although microlensing precludes the determination of the true flux ratios, we have reported in Table 8 lower (upper) limits on these ones based on the argumentation developed in Sects. 7.1 and 7.2. Since these values are corrected from contamination (however we cannot exclude that some microlensing effect still occurs), we are able to investigate whether substructures are required to explain the flux ratios in this system. For this purpose we look if the "magnification sum rule" introduced by Schneider & Weiss (1992) is violated when using the flux ratios of Table 8. This rule relates -on an asymptotic but model independent way- the signed magnifications  $\mu_i$  of images A, B and C through the quantity  $R_{cusp}$  originally introduced by Mao & Schneider (1998). Since the signed magnification are not observable quantities,  $R_{cusp}$  can be written in terms of the image intensities  $I_i$ :

$$R_{cusp} = \frac{|\mu_A + \mu_B + \mu_C|}{|\mu_A| + |\mu_B| + |\mu_C|} = \frac{|1 - I_B/I_A - I_C/I_A|}{1 + I_B/I_A + I_C/I_A}, \quad (2)$$

<sup>14</sup> The probability of de-amplification by microlensing is large when the caustic network is dense.



**Fig. 6.** Magnitude difference between A (or B) and the other point-like images in B, V, R, I as observed at epoch 9 and in J, H, K at epoch 8 (cf Table 4). The dotted line, when visible, represents the flux ratio predicted by a SIE+shear model, namely  $\Delta m_{AB} = -0.54$ ,  $\Delta m_{AC} = -0.65$ ,  $\Delta m_{BC} = -0.11$ ,  $\Delta m_{AD} = -3.23$ . Error bars are  $1\sigma$  error bars on the mean.

and  $R_{\text{cusp}}$  converges towards 0 as the source is getting closer to a cusp singularity and all the three images are merging.

However, as underlined by KGP03, the accuracy of the relation depends on the distance of the images from the cusp and on properties of the lens potential. It is thus difficult to judge a priori the significance of an apparent violation. Therefore, based on the statistical properties of the gravitational potential of observed nearby galaxies, KGP03 have predicted (based on Monte Carlo simulation) for known cusp lenses the range of expected values of  $R_{\text{cusp}}$ . As indicated by their Figure 8, realistic values of the multipole expansion of the potential should lead to  $R_{\text{cusp}} < 0.15$  for J1131 (consistently with  $R_{\text{cusp}} \sim 0.07$  for an SIE+ $\gamma$  model).

Thanks to the corrected values of the flux ratios presented in Table 8, we find that  $R_{\text{cusp}} \geq 0.036$  for scenario S1 and S2, well below  $R_{\text{cusp}}^{\text{max}} = 0.15$ . Therefore, we have no direct evidence that the  $R_{\text{cusp}}$  relation is violated. This does not automatically mean that substructures are rejected. First we have only a lower limit on  $R_{\text{cusp}}$  and second, as clearly seen in Table 8, more than one image is affected by the anomaly leading to internal “compensation”  $R_{\text{cusp}}^{15}$ .

However the  $R_{\text{cusp}}$  relation is not violated, the disagreement between the observed and predicted flux ratios (of the SIE+ $\gamma$  model) need to be investigated through a more complex model-

ing, including e.g. a small disk-like component (e.g. Maller et al. 2000, Trott & Webster 2002, Möller, Hewett & Blain 2003, Quadri, Möller & Natarajan 2003). Indeed, as pointed out by Evans & Witt (2003) and by KGP03, the high order modes (i.e.  $m \geq 3$ ) of the lens potential multipole expansion (e.g. Kochanek 1991, Schneider et al. 1992) correspond to diskiness, boxiness, lopsideness and barredness and may have significant effects on the magnifications of the individual lensed images.

## 8. Summary and conclusions

We have presented direct optical and NIR imaging of the quadruply imaged quasar RXS J113155.4-123155 obtained with ground-based telescopes and with HST at various epochs. The HST NICMOS images unveil many details in the Einstein ring of this system as well as an unidentified object (X) lying at  $\sim 1''$  from the lensing galaxy. Accurate positions (with at best a 3 mas precision) have been derived for the 4 lensed images, for X and for the lensing galaxy based on the HST NIC2 data and on the ground based VLT images. Both sets of measurements do agree within 6 mas. SIS, SIS+shear and SIE+shear models have been compared with various constraints on the lens galaxy position. An SIE+shear model has been found to best reproduce the observed image configuration. Nevertheless, image D as well as the lens galaxy positions do not match perfectly the observed ones. We argue that this is probably not caused by X, which should only push the center of mass of the lens in

<sup>15</sup> This behaviour is similar to the one observed for B1422+237 (cf et al. 2002, KGP03).

**Table 8.** Summary of the observed relative astrometry and photometry related to J1131 and comparison with the best model predictions (i.e. SIE+shear IIIa, Table 7). The observed relative position with respect to image A (*obs*) is an average between the space based and the ground based positions given in Table 3. Since the position of A is not fixed to the observed one but known with the uncertainty reported in Table 3, the modeled position of A is not (0,0). Depending on the microlensing scenario (i.e. S1 or S2, cf Sect. 7.2), a lower/upper limit on the “true” flux ratio is given based on Table 4. Flux ratios including image D are placed into brackets because they are not corrected for time delay. Additionally a microlensing event might also occur in that image.

ID (Parity)	$\Delta\alpha \cos \delta(^{\circ})$		$\Delta\delta(^{\circ})$		$I_B/I_j$		$I_A/I_j$	
	obs	mod-obs	obs	mod-obs	S1	mod	S2	mod
A (–)	$0.000 \pm 0.003$	-0.002	$0.000 \pm 0.003$	-0.002	$\leq 0.68$	0.61	1.00	1.00
B (+)	$0.031 \pm 0.003$	-0.001	$1.187 \pm 0.003$	0.000	1.00	1.00	$\geq 1.46$	1.65
C (+)	$-0.590 \pm 0.003$	0.002	$-1.117 \pm 0.003$	0.003	$2.67 \pm 0.01$	1.11	$\geq 2.53$	1.83
D (–)	$-3.118 \pm 0.004$	0.009	$0.878 \pm 0.004$	0.016	$[10.02 \pm 0.01]$	11.95	$[10.58 \pm 0.06]$	19.72
G	$-2.027 \pm 0.004$	-0.010	$0.607 \pm 0.004$	-0.029	-	-	-	-
X	$-1.936 \pm 0.011$	-	$1.10 \pm 0.011$	-	-	-	-	-

the wrong direction with respect to the predicted lens position. Additionally, we have derived the expected point-like flux ratios when taking into account the extended nature of the source. Especially, we have shown that for a SIE+shear lens model, the extended images of the host causes a reduction of  $|\Delta m_{AB}|$  (and  $|\Delta m_{AC}|$ ) by several tenths of mag from the *B* band (where the host galaxy is faint) to the *H/K* band (where the host galaxy contaminates more).

The images have been deconvolved using the MCS method known to conserve photometry. Hence, we derived relative and absolute photometry from the optical to the NIR domain. Optical colors obtained in November 2003 and in April 2004 suggests a low level of differential extinction in this system. Based on sparse photometric measurements obtained between November 2002 and April 2004, we have shown the likely presence of microlensing for image A together with intrinsic quasar flux variability up to 0.3 mag (scenario S1). Although we cannot exclude scenario S2 that assumes the presence of microlensing in images B and C, the observed correlation of the flux variations of these images (and the possibly time-delayed variation observed for D) suggests that this scenario S2 is less likely. However, the apparent correlation in the lightcurves of B and C may be caused by the poor time sampling.

Thanks to the chromatic variations of the flux ratios, we inferred that if A is microlensed, it should be de-amplified while B and C should be amplified under the second scenario. We have also used the  $R_{\text{cusp}}$  relation (Mao & Schneider, 1998; Equ. 2) to investigate the evidence for substructures in the lensing galaxy. Once the flux ratios are (partially) corrected from microlensing, we find a lower limit on  $R_{\text{cusp}}$  in agreement with 0. This shows that the flux ratios of the discovery paper were strongly affected by microlensing effects.

However, the observed flux ratios between B and C are far from the ones predicted by the SIE+shear model. This divergence with the symmetric model prediction may require the investigation of other families of models that will modify the amplification gradient close to the caustic. A statistical prediction of the flux ratios using the non-parametric modeling developed by Saha & Williams (2004) is also planned. The evidence for substructures in this system should then be re-examined when

such models will have been studied and when microlensing for image A (or B and C) will have been confirmed.

Because the photometric measurements of the point-like images in J1131 are complicated by the extended host galaxy (i.e. the Einstein ring), we have thoroughly discussed the potential sources of photometric errors. Based on this discussion, we would recommend a photometric monitoring to be carried out in the *B* or *V* band with several images per epoch and exposure times small enough to keep bright stars unsaturated. Following this process, the sources of systematic errors should be strongly reduced and the *multi-MCS* method should allow to reach a photometric accuracy on the lightcurves  $\leq 0.02$  mag.

**Acknowledgements.** Dominique Sluse acknowledges support from an ESO studentship in Santiago and PRODEX (Gravitational lens studies with HST). JFC acknowledges support from PRODEX (XMM). Part of the research was also performed in the framework of the IUAP P5/36 project, supported by the OSTC Belgian Federal services. We gratefully thanks M.Bremer and J.Willis who allowed us to perform extra observations of J1131. D.S. wants to thank Thierry Forveille and Audrey Delsanti for their help in the reduction of the NIR data, Olivier Hainaut for helpful discussions on data reductions (among other things), Frédéric Courbin for providing us with the MCS code and P.Saha for useful discussion on Pixelens and on modelling lenses. Our ISAAC service astronomer, A. Jaunsen, as well as the FORS service astronomers are warmly acknowledged for their excellent work.

## References

- Bertin E. & Arnouts S. 1996, A&AS, 117, 393
- Burud, I., Hjorth, J., Jaunsen, A.O. & al. 2000, ApJ, 544, 117
- Bradač, M., Schneider, P., Steinmetz, M. et al. 2002, A&A, 388, 373
- Courbin, F., Magain, P., Keeton, C. R. et al. 1997, A&A, 324, 1
- Courbin, F., Lidman, C., Frye, B.L. et al. 1998, ApJ, 499, L119
- Devillard, N. 1997, The Messenger, 87
- Devillard, N. 1999, ADASS VIII, ASP Conf. Ser., 172, 333
- Dickinson, M.E. et al. 2002, in HST NICMOS Data Handbook v.5.0, ed. B.Mobasher, Baltimore, STScI
- Dunlop, J. S., Taylor, G. L., Hughes, D. H., Robson, E. I. 1993, MNRAS, 264, 455
- Elvis, M., Wilkes, B. J., McDowell, J. C. et al. 1994, ApJS, 95, 1
- Evans N.W., Witt H.J. 2003, MNRAS, 345, 1351
- Fassnacht, C.D., Womble, D. S., Neugebauer, G. et al. 1996, ApJ, 460, 103

- Impey, C. D., Foltz, C. B., Petry, C. E., Browne, I. W. A., Patnaik, A. R. 1996, *ApJ*, 462, 53
- Impey, C. D., Falco, E. E., Kochanek et al. 1998 *ApJ*, 509, 551.
- Kayser, R., Refsdal, S., Stabell, R. 1986, 166, 36
- Keeton, C.R. 2003, *ApJ*, 584, 664
- Keeton, C.R., Gaudi B.S., Petters A.O. 2003, *ApJ*, 598, 138 (KGP03)
- Keeton, C.R., *astro-ph/0102340*
- Keeton, C.R., Falco E.E., Impey C.D. et al. 2000, *ApJ*, 542, 74
- King, L. J., Jackson, N., Blandford, R. D. et al. 1998, *MNRAS*, 295, 41
- Krist, J. E.; Hook, Richard N. 2003, *Tiny Tim Manual*, <http://www.stsci.edu/software/tinytim/tinytim.html>
- Kochanek, C.S., Keeton C.R., McLeod B.A. 2001, *ApJ*, 547, 50
- Kochanek, C.S. 1991, *ApJ*, 382, 58
- Mao, S., Schneider, P. 1998, *MNRAS*, 295, 587
- Magain, P., Courbin, F., Sohy, S. 1998, *ApJ* 494, 472
- Maller, A. H., Simard, L., Guhathakurta, P. et al. 2000, *ApJ*, 533, 194
- Möller, O., Hewett, P., Blain, A.W. 2003, *MNRAS*, 34, 1
- Nenkova, M., Ivezić, Z., Elitzur, M. 2002, *ApJ*, 570, 9
- Patnaik, A. R., Browne, I. W. A., Walsh, D., Chaffee, F. H., Foltz, C. B. 1992, *MNRAS*, 259, 1
- Press, W.H., Teukolsky, S.A., Vetterling, W.T., Flannery, B.P., 1992, *Numerical Recipes in C: The art of scientific computing*, Cambridge Univ. Press, New-York, second edition 1992.
- Quadri, R., Möller, O., Natarajan, P. 2003, *ApJ*, 597, 659
- Saha, P., Williams, L.L.R. 2004, *AJ*, 127, 2604
- Sánchez, S.F., Jahnke, K., Wisotzki, L. et al. 2004, *ApJ*, 614, 586
- Schechter P.L. 2004, *IAU Symposium*, 255 (preprint: *astro-ph/0408338*)
- Schechter P.L., Wambsganss, J. 2002, *AJ*, 580, 685
- Schechter P.L. 2000, *IAU Symposium*, 201 (preprint: *astro-ph/0009048*)
- Schneider, P., Weiss, P. 1992, *A&A*, 260, 1
- Schneider, P., Ehlers, J.; Falco, E. E. 1992, *Gravitational Lenses*, XIV, Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York.
- Sluse, D., Surdej, J., Claeskens, J.-F. et al. 2003, *A&A*, 406, L43 (Paper I)
- Treyer M., Wambsganss, J. 2004, *A&A*, 416, 19
- Trott, C.M., Webster R.L., *MNRAS*, 334, 621
- Walter, H. G., West, R. M. 1986, *A&A*, 156, 1
- Wambsganss, J., Paczyński B. 1991, *AJ*, 102, 864
- Wyithe, J.S.B., Webster, R., Turner, E.L., Mortlock D.J. 2000, *MNRAS*, 315, 62
- Witt, H.J., Mao, S., Schechter, P.L. 1995, *ApJ*, 443, 18



### 4.2.2 Discussion

Une discussion exhaustive des résultats est présentée à la fin de l'article. Soulignons cependant divers éléments intéressants révélés par ce travail :

- L'étude multi-couleurs de ce système a montré des images de l'anneau d'Einstein de la bande  $B$  à la bande  $K$ . Il est par ailleurs apparu que le contraste entre les composantes ponctuelles et cet anneau est relativement faible dans le proche infra-rouge. Cet élément, *a priori* intéressant pour contraindre les modèles de masse de lentille à partir de la morphologie de l'anneau, se révèle par contre beaucoup plus gênant lorsqu'il s'agit de réaliser des mesures photométriques fiables des composantes ponctuelles. Cet aspect nous a conduit à une évaluation de la précision photométrique qui pouvait être atteinte dans le domaine visible. Celle-ci conditionne en effet toute étude de la variabilité photométrique. Ainsi avons-nous montré qu'une précision photométrique  $\leq 0,02$  mag sur la courbe de lumière des différentes images multiples pouvait être obtenue dans les bandes  $B$  et  $V$ . Un suivi dans la bande  $R$  conduirait par contre à augmenter les erreurs systématiques sur la photométrie.
- L'étude de la variabilité temporelle des différentes images multiples de ce système a permis de dégager deux scénarii explicatifs. Dans le premier scénario (S1), nous avons suggéré qu'un effet microlentille affectait l'image A. Dans le second scénario (S2) nous avons proposé que les courbes de lumière observées correspondaient à deux événements micro-lentille touchant (quasi simultanément) les images B et C.
- Nous avons montré que les rapports de flux mesurés de la bande  $B$  à la bande  $K$  étaient fortement chromatiques. Sur base de simulations et sur base de la variabilité temporelle, nous avons pu expliquer ceux-ci en termes de contamination par l'anneau d'Einstein, d'amplification différentielle de la source (étendue) et de phénomène de micro-lentille gravitationnelle. Nous avons ainsi pu démontrer que si le scénario S1 affectait l'image A, il devait s'agir d'un phénomène de dé-amplification alors que suivant le scénario S2, B et C devraient connaître un phénomène d'amplification.
- A la lumière de ces résultats, nous avons pu ré-analyser l'anomalie des rapports de flux révélée dans la Section 4.1. Ainsi, les rapports de flux observés à cette époque s'expliquent-ils bien dans le cadre des scénarii S1 et S2 évoqués ci dessus.

Bien que nous ayons pu mettre en évidence que les rapports de flux actuels n'étaient plus anormaux au regard de la "règle de sommation des grandissements", nous ne pouvons toujours pas reproduire les rapports de flux observés à l'aide de modèles simples qui pourtant sont en très bon accord avec les positions observées des composantes ponctuelles. Nous prévoyons d'étudier cet aspect plus en détail (au travers de modèles de lentilles plus complexes) dans le futur.

Durant ce travail nous avons également tenté d'utiliser la méthode semi-linéaire d'inversion de l'équation de la lentille développée par Warren & Dye (2003). Cette méthode aurait dû nous permettre d'utiliser au mieux les contraintes nouvelles apportées par l'anneau. Malheureusement, cette méthode n'a pas permis d'inverser correctement l'équation de la lentille pour ce système. La raison majeure de cet échec provient du désaccord

entre les flux prédits et observés pour les composantes ponctuelles. Il est apparu de façon générique que pour la majorité des algorithmes de modélisation de la lentille incluant les contraintes apportées par l’anneau d’Einstein, il était nécessaire d’imposer des contraintes sur la conservation du flux entre le plan source et le plan image. Bien que cette hypothèse apparaisse fort naturelle, elle est violée pour les composantes ponctuelles qui peuvent être affectées par des effets de micro-lentille gravitationnelle, d’extinction et de variabilité intrinsèque qui empêchent d’obtenir de bons résultats. L’utilisation des contraintes apportées par l’anneau d’Einstein nécessite donc le développement d’outils plus complexes.

Finalement, ces résultats vont nous conduire à une analyse plus simple de la spectroscopie obtenue pour cet objet. En effet, cela nous permettra :

- d’évaluer la contamination de l’anneau pour chaque composante ponctuelle sur base de l’imagerie,
- de limiter l’analyse des rapports de flux (entre le continu, les raies larges et étroites) et des différences de profils de raies en émission aux deux scénarii de micro-lentilles S1 et S2,
- de discuter les rapports de flux avec l’image D compte-tenu de la variabilité de cette composante observée en imagerie.

# Chapitre 5

## Conclusions et perspectives

“Il faut toujours semer derrière soi un prétexte pour revenir quand on part.”  
A. Barrieco (Océan Mer).

La méthode développée dans cette thèse nous a conduit à envisager différents aspects du phénomène de mirage gravitationnel.

Tout d’abord, nous avons tenté de voir dans quelle mesure nous pourrions utiliser le phénomène de mirage gravitationnel pour déterminer la masse de quasars situés à des distances cosmologique. Par ce biais, nous avons été conduit à étudier 3 paires de quasars angulairement proches sur le ciel et possédant des décalages vers le rouge différents. En l’absence d’images secondaires du quasar d’arrière-plan à proximité du quasar d’avant-plan, nous avons fixé dans le cas le plus favorable une limite supérieure de la masse du trou noir central à  $4,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ . Pour un second cas, nous avons évalué que la masse constituée par le quasar et son hôte n’était pas significativement différente de la masse de galaxies inactives (i.e.  $M_{\text{QSO+hôte}} < 6,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ). Ce travail a par ailleurs montré que cette méthode pourrait être fort précise à condition que des images multiples soient observées. L’intérêt d’une telle détection nous a naturellement conduit à évaluer la probabilité de détection de paires de quasars rapprochés (condition *sine qua non* d’application de cette technique). Bien qu’une telle évaluation aie déjà été réalisée auparavant par Burbidge, Hoyle & Schneider (1997), nous avons estimé devoir réévaluer leurs calculs sur une base plus réaliste. Ainsi avons-nous montré, en contradiction avec Burbidge, Hoyle & Schneider, qu’en adoptant des hypothèses réalistes, il n’était pas inattendu d’avoir découvert fortuitement les paires que nous avons étudiées. Ce résultat illustre la rareté du phénomène de paires de quasars (telles qu’étudiées) et confirme que l’utilisation du phénomène de mirage gravitationnel afin de “peser” les quasars ne peut être une méthode générique en raison de la faible probabilité d’observer deux quasars situés à des décalages vers le rouge différents et presque parfaitement alignés.

Après avoir étudié les contraintes apportées par l’absence d’images multiples autour d’une cible d’avant-plan sur la masse de cette dernière, nous nous sommes intéressés à deux cas particuliers de mirages gravitationnels pour lesquels des images multiples ont été observées. Le premier cas, Q1009-0252 est le prototype des mirages gravitationnels les plus communs. La galaxie lentille est très faible et la séparation entre les images de l’ordre de la seconde d’arc. Par ailleurs, bien que l’effet de lentille gravitationnelle soit indépendant de la longueur d’onde, les rapports de flux observés entre Q1009-0252 A & B varient de façon chromatique. Notre étude de ce système a permis de confirmer le décalage

vers le rouge photométrique de la galaxie lentille précédemment déduit à partir des raies en absorption observées dans les spectres des deux images de la source. Elle a par ailleurs mis en évidence l'existence probable d'une variabilité intrinsèque de la source, d'extinction de la composante B et aussi d'un effet de microlentille gravitationnelle.

Le second cas que nous avons étudié est le système J1131-1231 que nous avons découvert et identifié au cours de ce travail. Nous avons déterminé toutes les caractéristiques principales de ce système, c'est-à-dire sa morphologie (un système quadruple possédant une source près d'un "cusp"), les positions relatives de ses composantes, les rapports de flux entre les images, la nature de la source (une Seyfert 1), son décalage vers le rouge ( $z = 0,658$ ), celui de la lentille ( $z = 0,295$ ) et la nature (elliptique) de cette dernière. Nous avons par ailleurs souligné la présence de rapports de flux anormaux entre les composantes ponctuelles. Celle-ci a conduit à l'analyse plus détaillée des rapports de flux réalisée dans la Section 4.2.

L'ensemble des caractéristiques de J1131-1231, et en particulier son anneau d'Einstein, font en principe de ce système un sujet d'étude idéal. Bien que des images multiples de la galaxie hôte doivent en principe apparaître pour tous les mirages gravitationnels, elles n'ont été mises en évidence dans les domaines optique et proche infra-rouge que depuis quelques années pour moins d'une dizaine de systèmes. Il a en effet fallu l'avènement de grands télescopes (VLT, Keck, Subaru, ...) et de la nouvelle instrumentation du HST (caméra ACS) pour que des images étendues de la source puissent être discernables. J1131-1231 se démarque de ces systèmes par la brillance importante de son anneau d'Einstein. Cette dernière pouvant être expliquée par le faible décalage vers le rouge de la source ( $z \sim 0,66$ ) et sa grande amplification ( $\sim 20$ ).

Notre travail a pu mettre en évidence que la richesse de cet objet le rendait particulièrement complexe et demandait d'aborder son étude avec beaucoup de précaution. Il est ainsi apparu que les outils classiques d'analyse de mirages gravitationnels tels que les techniques d'ajustement de PSF montraient leurs limites pour ce système, principalement en raison de la présence de l'anneau superposé aux images ponctuelles de la source. La méthode de déconvolution MCS s'est par ailleurs révélée être un puissant outil d'analyse qui nous a permis d'étudier les variations chromatiques des rapports de flux observés ainsi que les variations temporelles des différentes composantes. Par ce travail, nous avons pu identifier plusieurs origines à ces rapports de flux anormaux : la contamination de l'anneau, l'amplification différentielle existant entre le noyau actif et le coeur de la galaxie hôte et surtout l'effet de microlentille affectant vraisemblablement l'image A (aussi ne peut-on exclure qu'il s'agisse plutôt des images B et C qui soient affectées). Enfin, notons également que la modélisation de ce système nous a permis de mettre en évidence la présence d'un effet de cisaillement externe important dans le modèle de lentille, suggérant le rôle non négligeable des galaxies environnantes dans le potentiel défecteur.

L'analyse complète d'un système d'une telle complexité n'a bien entendu pas pu être circonscrite dans le présent travail. Celui-ci pose les jalons de nos travaux futurs. Ceux-ci visent d'une part à compléter notre compréhension de cet objet et à développer les outils d'analyse adéquats, et, d'autre part, à utiliser ce système comme un laboratoire observationnel et astrophysique. Aussi nos travaux à court terme se concentrent-ils sur ce système, nous souhaitons étendre notre méthode à d'autres mirages gravitationnels.

Plusieurs aspects doivent compléter notre étude de J1131-1231. Le premier est l'étude morphologique de la galaxie lentille. On se serait attendu à ce que, comme pour les données de 1009-0252, l'imagerie obtenue avec le HST de J1131-1231 nous permette de caractériser morphologiquement la galaxie lentille avec une excellente précision. Cependant, nous avons réalisé qu'un tel travail était systématiquement affecté par la présence de l'anneau d'Einstein dont la contribution se superpose partiellement à la galaxie lentille. Il apparaît donc nécessaire de pouvoir modéliser correctement l'anneau d'Einstein. Cet aspect est loin d'être simple. En effet, pour modéliser adéquatement celui-ci, il faut indirectement utiliser les contraintes apportées par sa morphologie, celles-ci devant permettre d'affiner le modèle de déflecteur. Les principaux outils développés jusqu'à présent pour mener à bien une telle tâche (e.g. Kochanek & Narayan, 1992; Warren & Dye, 2003; Kochanek *et al.*, 2001) n'offrent hélas pas entière satisfaction. En particulier, la prise en compte correcte des aspects de déconvolution, de comptage du nombre de contraintes apportées par l'anneau (afin de *in fine* discriminer entre les différents modèles de déflecteurs sur base du  $\chi^2$ ), et d'utilisation de contraintes purement astrométriques, est loin d'être résolue. En ce sens, J1131-1231 constitue un laboratoire observationnel extrême (de par la multitude de détails morphologiques observés dans l'anneau) permettant de tester ces programmes. Le développement futur de ces derniers, sera sans aucun doute nécessaire avec l'augmentation de la sensibilité des instruments et la découverte subséquente d'un nombre croissant de systèmes possédant un anneau d'Einstein. Le développement de tels algorithmes vise également à permettre, grâce au grandissement de la galaxie hôte apporté par la lentille, d'étudier la morphologie de source lointaines multi-imaginées par effet de lentille gravitationnelle.

Comme nous l'avons souligné, l'évidence d'un cisaillement extérieur important dans les modèles de masse implique une étude détaillée du champ autour de J1131-1231 afin de modéliser indépendamment celui-ci et briser la dégénérescence partielle entre le cisaillement interne (ellipticité de la source) et le cisaillement externe. Cela permettrait d'évaluer le terme de convergence associé aux galaxies voisines qui est à l'origine d'erreurs systématiques sur la détermination de  $H_0$ . Par ailleurs, les écarts entre les rapports de flux observés et les rapports de flux prédits par le modèle simple EIS+ $\gamma$  doivent aussi être étudiés au travers d'une modélisation plus complexe brisant la symétrie du modèle de masse du déflecteur principal (voir Section 4.2).

L'étude spectroscopique de ce système fait également partie de nos projets à court terme. Nous avons en effet obtenu des spectres (à longue fente mais également dans le mode intégral de champ) qui devraient nous permettre de mesurer les rapports de flux

séparément pour les raies en émission larges ( $H_\alpha$ ,  $H_\beta$ ,  $[MgII]$ ), étroites ( $[OIII]$ ) et pour le continuum. Cette émission provenant de régions de la source possédant des dimensions différentes, nous pourrions sonder l'effet chromatique associé à l'évènement microlentille observé (mais aussi la possible déformation des raies en émission larges). Nous serons également capables de rechercher l'évidence spectroscopique de sous structures (qui se manifesteraient par une différence entre les rapports de flux mesurés à partir du continuum, des raies larges et des raies étroites). Ce dernier aspect s'inscrit dans un projet plus large d'étude de la taille des zones d'émission de raies larges et étroites grâce à l'effet de lentille (et en particulier de microlentille) gravitationnelle. Dans cette optique, la complémentarité des suivis spectroscopique et photométrique est bien entendu primordiale<sup>1</sup>

Nous avons commencé ce travail en rappelant une remarque de Blandford & Narayan s'interrogeant sur le réel potentiel des lentilles gravitationnelles comme outil astrophysique et cosmologique. Nous espérons que le travail présenté et les perspectives qu'il ouvre auront convaincu le lecteur que les lentilles gravitationnelles ont encore un rôle majeur à jouer dans notre compréhension de l'Univers.

---

<sup>1</sup>Un suivi spectro-photométrique bien échantillonné est sans doute utopique. Aussi, souhaitons-nous pouvoir utiliser l'évidence d'évènements de microlentilles sur base d'un suivi optique pour compléter spectro-photométriquement l'étude de ces évènements.

## Erratum :

Sec. Principaux acronymes utilisés : MCS : Magain, Courbin, Shy  $\longrightarrow$  MCS : Magain, Courbin, Sohy

p10, Sec. 1.1.1., 2eme paragraphe : suffisamment  $\longrightarrow$  suffisamment

p11, 1ere ligne : section 1.3.1  $\longrightarrow$  Section 1.3.1

p12 : formule 1.2 : éliminer le "." avant le signe "="

p15 : antépénultième ligne : (Schneider et al., 1992)  $\longrightarrow$  Schneider et al., 1992.

p16 : Sect. 1.1.5, 4eme ligne : Si celle-ci est résolue  $\longrightarrow$  si celle-ci est NON résolue.

p28 : Figure 1.8 : dans l'expression  $\theta_{S,x}$   $\longrightarrow$   $\theta_{S,x}$ .

p29 : Dernier paragraphe : observationelle  $\longrightarrow$  observationnelle.

p39 : dernière ligne : décontaminées  $\longrightarrow$  décontaminés.

p73 : 4 lignes avant la fin du 2eme paragraphe : redshfit  $\longrightarrow$  redshift

ligne suivante : gravitationelle  $\longrightarrow$  gravitationnelle

Section 3.3 : l'antépénultième page de l'article n'a pas été insérée. Une version électronique complète de l'article est reprise en attachement.

p95 : avant dernière ligne : système  $\longrightarrow$  systèmes.

p98 : 4.1.1, 4eme ligne : Syfert  $\longrightarrow$  Seyfert

p98 : dernière phrase : manque un "point".

p103 : 6eme ligne : contrepartie optique de optique  $\longrightarrow$  contrepartie optique.

p104 : pourraient  $\longrightarrow$  pourraient.

p123 : 2eme paragraphe, 3eme ligne : cosmologique  $\longrightarrow$  cosmologiques.





# Bibliographie

- H. M. ABDELSALAM. *Cluster mass distributions from gravitational lensing*. DPhil thesis (Oxford University) (1998).
- C. ABAJAS, E. MEDIAVILLA, J. A. MUÑOZ, L. Č. POPOVIĆ & A. OSCOZ. *The Influence of Gravitational Microlensing on the Broad Emission Lines of Quasars*. ApJ, **576**, 640 (2002).
- F. E. BAUER, J. J. CONDON, T. X. THUAN & J. J. BRODERICK. *RBSC-NVSS Sample. I. Radio and Optical Identifications of a Complete Sample of 1556 Bright X-Ray Sources*. ApJS, **129**, 547 (2000).
- R. BLANDFORD & R. NARAYAN. *Fermat's principle, caustics, and the classification of gravitational lens images*. ApJ, **310**, 568 (1986).
- R. D. BLANDFORD & C. S. KOCHANÉK. *Gravitational imaging by isolated elliptical potential wells. I - Cross sections. II - Probability distributions*. ApJ, **321**, 658 (1987).
- R. D. BLANDFORD & R. NARAYAN. *Cosmological applications of gravitational lensing*. ARA&A, **30**, 311 (1992).
- A. S. BOLTON, S. BURLES, L. V. E. KOOPMANS, T. TREU & L. A. MOUSTAKAS. *SDSSJ140228.22+632133.3 : A New Spectroscopically Selected Gravitational Lens*. ArXiv Astrophysics e-prints (2004). astro-ph/0410425.
- J. R. BOND, J. CENTRELLA, A. S. SZALAY & J. R. WILSON. *Dark matter and shocked pancakes*. In *NATO ASIC Proc. 117 : Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe*, pp. 87–99 (1984).
- U. BORGEEST. *Determination of galaxy masses by the gravitational lens effect*. ApJ, **309**, 467 (1986).
- J. D. BOWMAN, J. N. HEWITT & J. R. KIGER. *Gravitational Lensing Signatures of Supermassive Black Holes in Future Radio Surveys*. ApJ, **617**, 81 (2004).
- J. A. BRAATZ, A. S. WILSON & C. HENKEL. *A Survey for H<sub>2</sub>O Megamasers in Active Galactic Nuclei. II. A Comparison of Detected and Undetected Galaxies*. ApJS, **110**, 321 (1997).
- M. BRADAČ, P. SCHNEIDER, M. STEINMETZ, M. LOMBARDI, L. J. KING & R. PORCAS. *B1422+231 : The influence of mass substructure on strong lensing*. A&A, **388**, 373 (2002).
- G. BURBIDGE, F. HOYLE & P. SCHNEIDER. *Very close pairs of quasi-stellar objects*. A&A, **320**, 8 (1997).

- B. CANZIAN, R. J. ALLEN & R. P. J. TILANUS. *Spiral structure of the giant galaxy UGC 2885 - H-alpha kinematics*. ApJ, **406**, 457 (1993).
- V. F. CARDONE. *The lensing properties of the Sersic model*. A&A, **415**, 839 (2004).
- K.-H. CHAE & D. A. TURNSHEK. *A Fast Series Approach to Lensing by Power-law Mass Distributions and Its Applied Examples*. Bulletin of the American Astronomical Society, **30**, 1417 (1998).
- M. CHIBA. *Probing Dark Matter Substructure in Lens Galaxies*. ApJ, **565**, 17 (2002).
- J. CLAESKENS & J. SURDEJ. *Gravitational lensing in quasar samples*. A&A Rev., **10**, 263 (2002).
- J.-F. CLAESKENS. *Aspects statistiques du phénomène de lentille gravitationnelle dans un échantillon de quasars très lumineux*. Ph.D. Thesis (Université de Liège) (1998).
- M. J. CLAUSSEN & K.-Y. LO. *Circumnuclear water vapor masers in active galaxies*. ApJ, **308**, 592 (1986).
- F. COURBIN, G. LETAWE & P. MAGAIN *et al.* *On-axis spatially resolved spectroscopy of low redshift quasar host galaxies : HE 1503+0228, at  $z=0.135$* . A&A, **394**, 863 (2002a).
- F. COURBIN, C. LIDMAN, B. L. FRYE, P. MAGAIN, T. J. BROADHURST, M. A. PAHRE & S. G. DJORGOVSKI. *Image Deconvolution of the Radio Ring PKS 1830-211*. ApJ, **499**, L119 (1998).
- F. COURBIN, P. MAGAIN & S. SOHY. *PSF Controlled Deconvolution*. Universidad Catolica de Chile, Chile (1999).
- F. COURBIN, P. SAHA & P. L. SCHECHTER. *Quasar Lensing*. Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, **608**, 1 (2002b).
- R. A. C. CROFT, D. H. WEINBERG, M. BOLTE, S. BURLES, L. HERNQUIST, N. KATZ, D. KIRKMAN & D. TYTLER. *Toward a Precise Measurement of Matter Clustering : Ly $\alpha$  Forest Data at Redshifts 2-4*. ApJ, **581**, 20 (2002).
- S. DJORGOVSKI & M. DAVIS. *Fundamental properties of elliptical galaxies*. ApJ, **313**, 59 (1987).
- A. DRESSLER, D. LYNDEN-BELL, D. BURSTEIN, R. L. DAVIES, S. M. FABER, R. TERLEVICH & G. WEGNER. *Spectroscopy and photometry of elliptical galaxies. I - A new distance estimator*. ApJ, **313**, 42 (1987).
- G. EFSTATHIOU & S. J. MOODY. *Maximum likelihood estimates of the two- and three-dimensional power spectra of the APM Galaxy Survey*. MNRAS, **325**, 1603 (2001).

- A. EIGENBROD, F. COURBIN, C. VUISSOZ, G. MEYLAN, P. SAHA & S. DYE. *COSMOGRAIL : the COSmological MONitoring of GRAvitational Lenses I. How to sample the light curves of gravitationally lensed quasars to measure accurate time delays*. ArXiv Astrophysics e-prints (2005). astro-ph/0503019.
- Ø. ELGARØY, O. LAHAV & W. J. PERCIVAL *et al.* *New Upper Limit on the Total Neutrino Mass from the 2 Degree Field Galaxy Redshift Survey*. Physical Review Letters, **89**(6), 061301 (2002).
- E. E. FALCO, M. V. GORENSTEIN & I. I. SHAPIRO. *On model-dependent bounds on  $H(0)$  from gravitational images Application of Q0957 + 561A,B*. ApJ, **289**, L1 (1985).
- E. E. FALCO, M. V. GORENSTEIN & I. I. SHAPIRO. *New model for the 0957 + 561 gravitational lens system - Bounds on masses of a possible black hole and dark matter and prospects for estimation of  $H_0$* . ApJ, **372**, 364 (1991).
- E. E. FALCO, M. J. KURTZ, M. J. GELLER, J. P. HUCHRA, J. PETERS, P. BERLIND, D. J. MINK, S. P. TOKARZ & B. ELWELL. *The Updated Zwicky Catalog (UZC)*. PASP, **111**, 438 (1999).
- M. FIOC & B. ROCCA-VOLMERANGE. *PEGASE : a UV to NIR spectral evolution model of galaxies. Application to the calibration of bright galaxy counts*. A&A, **326**, 950 (1997).
- H. C. FORD, R. J. HARMS & Z. I. TSVETANOV *et al.* *Narrowband HST images of M87 : Evidence for a disk of ionized gas around a massive black hole*. ApJ, **435**, L27 (1994).
- S. FUKUDA, Y. FUKUDA & M. ISHITSUKA *et al.* *Determination of solar neutrino oscillation parameters using 1496 days of Super-Kamiokande-I data*. Physics Letters B, **539**, 179 (2002).
- K. GEBHARDT, J. KORMENDY & L. C. HO *et al.* *Black Hole Mass Estimates from Reverberation Mapping and from Spatially Resolved Kinematics*. ApJ, **543**, L5 (2000).
- N. Y. GNEDIN & A. J. S. HAMILTON. *Matter power spectrum from the Lyman-alpha forest : myth or reality ?* MNRAS, **334**, 107 (2002).
- J. R. I. GOTT & J. E. GUNN. *The Double Quasar 1548+115a,b as a Gravitational Lens*. ApJ, **190**, L105 (1974).
- L. GREENHILL. *Extragalactic H<sub>2</sub>O Masers*. In *IAU Symposium*, p. 381 (2002).
- N. A. GROGIN & R. NARAYAN. *A New Model of the Gravitational Lens 0957+561 and a Limit on the Hubble Constant*. ApJ, **464**, 92 (1996).
- R. J. HARMS, H. C. FORD & Z. I. TSVETANOV *et al.* *HST FOS spectroscopy of M87 : Evidence for a disk of ionized gas around a massive black hole*. ApJ, **435**, L35 (1994).
- L. HERNQUIST. *An analytical model for spherical galaxies and bulges*. ApJ, **356**, 359 (1990).

- P. C. HEWETT, C. B. FOLTZ, M. E. HARDING & G. F. LEWIS. *Two close separation quasar-quasar pairs in the large bright quasar survey*. AJ, **115**, 383 (1998).
- P. C. HEWETT, M. J. IRWIN, C. B. FOLTZ, M. E. HARDING, R. T. CORRIGAN, R. L. WEBSTER & N. DINSHAW. *The close-separation gravitational lens candidate Q1009-0252*. AJ, **108**, 1534 (1994).
- K. HORNE, B. M. PETERSON, S. J. COLLIER & H. NETZER. *Observational Requirements for High-Fidelity Reverberation Mapping*. PASP, **116**, 465 (2004).
- J. P. HUCHRA, M. J. GELLER, V. DE LAPPARENT & H. G. CORWIN. *The CfA redshift survey - Data for the NGP + 30 zone*. ApJS, **72**, 433 (1990).
- W. JAFFE. *A simple model for the distribution of light in spherical galaxies*. MNRAS, **202**, 995 (1983).
- C. JEAN & J. SURDEJ. *Redshift estimate of a gravitational lens from the observed reddening of a multiply imaged quasar*. A&A, **339**, 729 (1998).
- I. JORGENSEN, M. FRANX & P. KJAERGAARD. *Multicolour CCD surface photometry for E and S0 galaxies in 10 clusters*. MNRAS, **273**, 1097 (1995).
- S. KASPI, P. S. SMITH, H. NETZER, D. MAOZ, B. T. JANNUZI & U. GIVEON. *Reverberation Measurements for 17 Quasars and the Size-Mass-Luminosity Relations in Active Galactic Nuclei*. ApJ, **533**, 631 (2000).
- G. KAUFFMANN, S. D. M. WHITE & B. GUIDERDONI. *The Formation and Evolution of Galaxies Within Merging Dark Matter Haloes*. MNRAS, **264**, 201 (1993).
- R. KAYSER & T. SCHRAMM. *Imaging procedures for gravitational lenses*. A&A, **191**, 39 (1988).
- C. R. KEETON. *A Catalog of Mass Models for Gravitational Lensing*. ArXiv Astrophysics e-prints (2001a). astro-ph/0102341.
- C. R. KEETON. *Computational Methods for Gravitational Lensing*. ArXiv Astrophysics e-prints (2001b). astro-ph/0102340.
- C. R. KEETON, E. E. FALCO, C. D. IMPEY, C. S. KOCHANÉK, J. LEHÁR, B. A. MCLEOD, H.-W. RIX, J. A. MUÑOZ & C. Y. PENG. *The Host Galaxy of the Lensed Quasar Q0957+561*. ApJ, **542**, 74 (2000).
- C. R. KEETON, B. S. GAUDI & A. O. PETTERS. *Identifying Lenses with Small-Scale Structure. I. Cusp Lenses*. ApJ, **598**, 138 (2003).
- S. V. KHMIL & J. SURDEJ. *Optimal extraction of multiple overlapping spectra using a maximum entropy algorithm*. A&A, **387**, 347 (2002).
- Y. G. KLIMOV. *Occulted Galaxies and an Experimental Verification of the General Theory of Relativity*. Soviet Astronomy, **7**, 664 (1964).

- A. KLYPIN, A. V. KRAVTSOV, O. VALENZUELA & F. PRADA. *Where Are the Missing Galactic Satellites?* ApJ, **522**, 82 (1999).
- C. S. KOCHANEK. *Systematic effects in lens inversions - Aleph(1) exact models for 0957 + 561*. ApJ, **382**, 58 (1991).
- C. S. KOCHANEK, C. R. KEETON & B. A. MCLEOD. *The Importance of Einstein Rings*. ApJ, **547**, 50 (2001).
- C. S. KOCHANEK & R. NARAYAN. *LensClean - an algorithm for inverting extended, gravitationally lensed images with application to the radio ring lens PKS 1830-211*. ApJ, **401**, 461 (1992).
- C. S. KOCHANEK, P. SCHNEIDER & J. WAMBSGANSS. *The Saas Fee Lectures on Strong Gravitational Lensing*. ArXiv Astrophysics e-prints (2004). astro-ph/0407232.
- L. V. E. KOOPMANS, T. TREU, C. D. FASSNACHT, R. D. BLANDFORD & G. SURPI. *The Hubble Constant from the Gravitational Lens B1608+656*. ApJ, **599**, 70 (2003).
- I. KOVNER. *The quadrupole gravitational lens*. ApJ, **312**, 22 (1987).
- C. L. KUO, P. A. R. ADE & J. J. BOCK *et al.* *High-Resolution Observations of the Cosmic Microwave Background Power Spectrum with ACBAR*. ApJ, **600**, 32 (2004).
- A. LAOR. *On Quasar Masses and Quasar Host Galaxies*. ApJ, **505**, L83 (1998).
- J. LEHÁR, E. E. FALCO, C. S. KOCHANEK, B. A. MCLEOD, J. A. MUÑOZ, C. D. IMPEY, H.-W. RIX, C. R. KEETON & C. Y. PENG. *Hubble Space Telescope Observations of 10 Two-Image Gravitational Lenses*. ApJ, **536**, 584 (2000).
- J. LESGOURGUES. *An overview of Cosmology*. ArXiv Astrophysics e-prints (2004). astro-ph/0409426.
- G. LETAWE, F. COURBIN, P. MAGAIN, M. HILKER, P. JABLONKA, K. JAHNKE & L. WISOTZKI. *On-axis spectroscopy of the  $z=0.144$  radio-loud quasar HE 1434-1600 : an elliptical host with a highly ionized ISM*. A&A, **424**, 455 (2004).
- C. LIDMAN, J.-G. CUBY, L. VANZY, M. BILLERES, O. HAINAUT & E. POMPEI. *SOFI user's manual*. ESO (2003).
- S. LIEBES. *Gravitational Lenses*. Physical Review, **133**, 835 (1964).
- P. MAGAIN, F. COURBIN & S. SOHY. *Deconvolution with Correct Sampling*. ApJ, **494**, 472 (1998).
- J. MAGORRIAN, S. TREMAINE & D. RICHSTONE *et al.* *The Demography of Massive Dark Objects in Galaxy Centers*. AJ, **115**, 2285 (1998).

- R. MAIOLINO, R. SCHNEIDER, E. OLIVA, S. BIANCHI, A. FERRARA, F. MANNUCCI, M. PEDANI & M. ROCA SOGORB. *A supernova origin for dust in a high-redshift quasar*. *Nature*, **431**, 533 (2004).
- S. MAO & P. SCHNEIDER. *Evidence for substructure in lens galaxies ?* *MNRAS*, **295**, 587 (1998).
- C. MCGOUGH, G. C. CLAYTON, K. D. GORDON & M. J. WOLFF. *Measuring Extinction Curves of Lensing Galaxies*. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2005). [astro-ph/0501489](#).
- R. J. MCLURE & J. S. DUNLOP. *The black hole masses of Seyfert galaxies and quasars*. *MNRAS*, **327**, 199 (2001).
- R. J. MCLURE & J. S. DUNLOP. *On the black hole-bulge mass relation in active and inactive galaxies*. *MNRAS*, **331**, 795 (2002).
- E. MEDIIVILLA, J. A. MUÑOZ, C. S. KOCHANNEK, E. E. FALCO, S. ARRIBAS & V. MOTTA. *The First Precise Determination of an Optical-Far-Ultraviolet Extinction Curve Beyond the Local Group ( $z=0.83$ )*. *ApJ*, **619**, 749 (2005).
- R. B. METCALF & P. MADAU. *Compound Gravitational Lensing as a Probe of Dark Matter Substructure within Galaxy Halos*. *ApJ*, **563**, 9 (2001).
- M. MIYOSHI, J. MORAN, J. HERRNSTEIN, L. GREENHILL, N. NAKAI, P. DIAMOND & M. INOUE. *Evidence for a Black-Hole from High Rotation Velocities in a Sub-Parsec Region of NGC4258*. *Nature*, **373**, 127 (1995).
- A. F. J. MOFFAT. *A Theoretical Investigation of Focal Stellar Images in the Photographic Emulsion and Application to Photographic Photometry*. *A&A*, **3**, 455 (1969).
- B. MOORE. *The dark matter crisis*. *ArXiv Astrophysics e-prints* (2001). [astro-ph/0103100](#).
- B. MOORE, S. GHIGNA, F. GOVERNATO, G. LAKE, T. QUINN, J. STADEL & P. TOZZI. *Dark Matter Substructure within Galactic Halos*. *ApJ*, **524**, L19 (1999).
- B. MOORE, F. GOVERNATO, T. QUINN, J. STADEL & G. LAKE. *Resolving the Structure of Cold Dark Matter Halos*. *ApJ*, **499**, L5 (1998).
- J. M. MORAN, L. J. GREENHILL & J. R. HERRNSTEIN. *Observational Evidence for Massive Black Holes in the Centers of Active Galaxies*. *Journal of Astrophysics and Astronomy*, **20**, 165 (1999).
- J. A. MUÑOZ, E. E. FALCO, C. S. KOCHANNEK, B. A. MCLEOD & E. MEDIIVILLA. *The Extinction Law in High-Redshift Galaxies*. *ApJ*, **605**, 614 (2004).
- J. A. MUÑOZ, C. S. KOCHANNEK & C. R. KEETON. *Cusped Mass Models of Gravitational Lenses*. *ApJ*, **558**, 657 (2001).

- S. T. MYERS, D. RUSIN & C. D. FASSNACHT *et al.* *CLASS B1152+199 and B1359+154 : Two New Gravitational Lens Systems Discovered in the Cosmic Lens All-Sky Survey.* AJ, **117**, 2565 (1999).
- R. NARAYAN & M. BARTELMANN. *Lectures on Gravitational Lensing.* ArXiv Astrophysics e-prints (1996). /99606001.
- J. F. NAVARRO, C. S. FRENK & S. D. M. WHITE. *The Structure of Cold Dark Matter Halos.* ApJ, **462**, 563 (1996).
- C. H. NELSON & M. WHITTLE. *Stellar and Gaseous Kinematics of Seyfert Galaxies. II. The Role of the Bulge.* ApJ, **465**, 96 (1996).
- R. NITYANANDA. *Pictures of gravitational lensing.* Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, **360**, 3 (1990).
- M. OGURI. *Lens Galaxy Environments and Anomalous Flux Ratios in Gravitational Lenses.* ArXiv Astrophysics e-prints (2004). astro-ph/0411464.
- M. OGURI & J. LEE. *A realistic model for spatial and mass distributions of dark halo substructures : An analytic approach.* MNRAS, **355**, 120 (2004).
- J. H. OORT. *The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems.* Bull. Astron. Inst. Netherlands, **6**, 249 (1932).
- J. P. OSTRICKER & P. STEINHARDT. *New Light on Dark Matter.* Science, **300**, 1909 (2003).
- A. R. PATNAIK, I. W. A. BROWNE, D. WALSH, F. H. CHAFFEE & C. B. FOLTZ. *B1422+231 - A new gravitationally lensed system at  $Z = 3.62$ .* MNRAS, **259**, 1P (1992).
- J. A. PEACOCK. *Cosmological physics* (Cosmological physics. Publisher : Cambridge, UK : Cambridge University Press, 1999. ISBN : 0521422701, 1999).
- J. A. PEACOCK & S. J. DODDS. *Reconstructing the Linear Power Spectrum of Cosmological Mass Fluctuations.* MNRAS, **267**, 1020 (1994).
- T. J. PEARSON, B. S. MASON & A. C. S. READHEAD *et al.* *The Anisotropy of the Microwave Background to  $l = 3500$  : Mosaic Observations with the Cosmic Background Imager.* ApJ, **591**, 556 (2003).
- W. J. PERCIVAL, C. M. BAUGH & J. BLAND-HAWTHORN *et al.* *The 2dF Galaxy Redshift Survey : the power spectrum and the matter content of the Universe.* MNRAS, **327**, 1297 (2001).
- W. J. PERCIVAL, W. SUTHERLAND & PEACOCK *et al.* *Parameter constraints for flat cosmologies from cosmic microwave background and 2dFGRS power spectra.* MNRAS, **337**, 1068 (2002).

- B. M. PETERSON, editor. *An introduction to active galactic nuclei* (1997).
- B. M. PETERSON. *Variability of Active Galactic Nuclei*. ArXiv Astrophysics e-prints (2001). astro-ph/0109495.
- B. M. PETERSON, L. FERRARESE & K. M. GILBERT *et al.* *Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. II. A Homogeneous Analysis of a Large Reverberation-Mapping Database*. ApJ, **613**, 682 (2004).
- B. M. PETERSON & A. WANDEL. *Keplerian Motion of Broad-Line Region Gas as Evidence for Supermassive Black Holes in Active Galactic Nuclei*. ApJ, **521**, L95 (1999).
- B. M. PETERSON & A. WANDEL. *Evidence for Supermassive Black Holes in Active Galactic Nuclei from Emission-Line Reverberation*. ApJ, **540**, L13 (2000).
- K. M. PITMAN, G. C. CLAYTON & K. D. GORDON. *The 2175 Å Extinction Bump in QSO Spectra*. PASP, **112**, 537 (2000).
- M. PLIONIS. *Position angles and alignments of clusters of galaxies*. ApJS, **95**, 401 (1994).
- J. R. PRIMACK & G. R. BLUMENTHAL. *What is the dark matter? - Implications for galaxy formation and particle physics*. In *NATO ASIC Proc. 117 : Formation and Evolution of Galaxies and Large Structures in the Universe*, pp. 163–183 (1984).
- J. R. PRIMACK & M. A. K. GROSS. *Hot dark matter in cosmology*, pp. 287–308 (Current aspects of neutrino physics, 2001).
- S. REFSDAL. *On the possibility of determining Hubble's parameter and the masses of galaxies from the gravitational lens effect*. MNRAS, **128**, 307 (1964a).
- S. REFSDAL. *The gravitational lens effect*. MNRAS, **128**, 295 (1964b).
- S. REFSDAL & J. SURDEJ. *Gravitational Lenses*. Reports of Progress in Physics, **57**, 117 (1994).
- M. REMY. *Analyse d'images multiples de quasars formées par effet de lentille gravitationnelle : implications astrophysiques et cosmologiques*. Ph.D. Thesis (Université de Liège) (1996).
- D. RUSIN, C. S. KOCHANÉK, M. NORBURY, E. E. FALCO, C. D. IMPEY, J. LEHÁR, B. A. MCLEOD, H.-W. RIX, C. R. KEETON, J. A. MUÑOZ & C. Y. PENG. *B1359+154 : A Six-Image Lens Produced by a  $z \sim 1$  Compact Group of Galaxies*. ApJ, **557**, 594 (2001).
- D. RUSIN & C. MA. *Constraints on the Inner Mass Profiles of Lensing Galaxies from Missing Odd Images*. ApJ, **549**, L33 (2001).
- P. SAHA, F. COURBIN, D. SLUSE, S. DYE & G. MEYLAN. *COSMOGRAIL : the COSmological MONitoring of GRAvItational Lenses II. Models of prospective time-delay lenses*. A&A submitted (2005).



- P. SAHA & L. L. R. WILLIAMS. *Non-parametric reconstruction of the galaxy lens in PG 1115+080*. MNRAS, **292**, 148 (1997).
- P. SAHA & L. L. R. WILLIAMS. *Beware the Nonuniqueness of Einstein Rings*. AJ, **122**, 585 (2001).
- P. SAHA & L. L. R. WILLIAMS. *Qualitative Theory for Lensed QSOs*. AJ, **125**, 2769 (2003).
- P. SAHA & L. L. R. WILLIAMS. *A Portable Modeler of Lensed Quasars*. AJ, **127**, 2604 (2004).
- E. E. SALPETER. *Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects*. ApJ, **140**, 796 (1964).
- W. L. W. SARGENT, P. J. YOUNG, C. R. LYND, A. BOKSENBURG, K. SHORTRIDGE & F. D. A. HARTWICK. *Dynamical evidence for a central mass concentration in the galaxy M87*. ApJ, **221**, 731 (1978).
- W. SAUNDERS, W. J. SUTHERLAND & S. J. MADDOX *et al.* *The PSCz catalogue*. MNRAS, **317**, 55 (2000).
- P. L. SCHECHTER. *The Hubble Constant from Gravitational Lens Time Delays*. ArXiv Astrophysics e-prints (2004). [astro-ph/0408338](#).
- P. SCHNEIDER. *A new formulation of gravitational lens theory, time-delay, and Fermat's principle*. A&A, **143**, 413 (1985).
- P. SCHNEIDER, J. EHLERS & E. E. FALCO. *Gravitational Lenses* (Gravitational Lenses, XIV, 560 pp. 112 figs.. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Astronomy and Astrophysics Library, 1992).
- P. SCHNEIDER & A. WEISS. *The gravitational lens equation near cusps*. A&A, **260**, 1 (1992).
- B. F. SCHUTZ. *Book-Review - a First Course in General Relativity*. S&T, **70**, 451 (1985).
- C. J. SHANNON. *Communication in the presence of noise*. Proc. I.R.E., **37**, 10 (1949).
- I. I. SHAPIRO. *Fourth Test of General Relativity*. Physical Review Letters, **13**, 789 (1964).
- J. SOLDNER. *Über die ablenkung eines lichtstrahls von seiner geradlinigen bewegung durch die attraktion eines weltkörpers, an welchem er nahe vorbeigeht*. Berliner Astron. Jahrb., p. 161 (1804).
- D. N. SPERGEL, L. VERDE & H. V. PEIRIS *et al.* *First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Determination of Cosmological Parameters*. ApJS, **148**, 175 (2003).

- J. L. STARCK, E. PANTIN & F. MURTAGH. *Deconvolution in Astronomy : A Review*. PASP, **114**, 1051 (2002).
- J. SURDEJ, M. REMY, A. SMETTE, J.-F. CLAESKENS, P. MAGAIN, S. REFSDAL, J.-P. SWINGS & M. VÉRON-CETTY. *Two new very close pairs of quasars with discordant redshifts and a gravitational lens candidate*. Proceedings of the 31st Liege International Astrophysical Colloquium. June 21-25, 1993. "Gravitational lenses in the universe", 31, 153-160 (1993), **31**, 153 (1993).
- G. SURPI & R. D. BLANDFORD. *The Gravitational Lens B1608+656. I. V-, I-, and H-Band Hubble Space Telescope Imaging*. ApJ, **584**, 100 (2003).
- C. M. SYKES, I. W. A. BROWNE & JACKSON *et al.* *The complex gravitational lens system B1933+503*. MNRAS, **301**, 310 (1998).
- M. TEGMARK, M. R. BLANTON & STRAUSS *et al.* *The Three-Dimensional Power Spectrum of Galaxies from the Sloan Digital Sky Survey*. ApJ, **606**, 702 (2004).
- S. TOFT, J. HJORTH & I. BURUD. *The extinction curve of the lensing galaxy of B1152+199 at  $z=0.44$* . A&A, **357**, 115 (2000).
- S. TREMAINE, K. GEBHARDT & R. BENDER *et al.* *The Slope of the Black Hole Mass versus Velocity Dispersion Correlation*. ApJ, **574**, 740 (2002).
- T. TREU, M. STIAVELLI, G. BERTIN, S. CASERTANO & P. MØLLER. *The properties of field elliptical galaxies at intermediate redshift - III. The Fundamental Plane and the evolution of stellar populations from  $z \sim 0.4$  to  $z=0$* . MNRAS, **326**, 237 (2001).
- C. S. TROTTER, J. N. WINN & J. N. HEWITT. *A Multipole-Taylor Expansion for the Potential of the Gravitational Lens MG J0414+0534*. ApJ, **535**, 671 (2000).
- E. L. TURNER, J. P. OSTRIKER & J. R. GOTT. *The statistics of gravitational lenses - The distributions of image angular separations and lens redshifts*. ApJ, **284**, 1 (1984).
- M.-P. VÉRON-CETTY & P. VÉRON. *A catalogue of quasars and active nuclei* (A catalogue of quasars and active nuclei, 9th ed. Garching : European Southern Observatory (ESO), 2000, ESO Scientific Report no. 19., 2000).
- M.-P. VÉRON-CETTY & P. VÉRON. *A catalogue of quasars and active nuclei : 10th edition*. A&A, **374**, 92 (2001).
- M.-P. VÉRON-CETTY & P. VÉRON. *A catalogue of quasars and active nuclei : 11th edition*. A&A, **412**, 399 (2003).
- R. P. VAN DER MAREL. *On the stellar kinematical evidence for massive black holes in galactic nuclei expected with the Hubble Space Telescope*. ApJ, **432**, L91 (1994a).
- R. P. VAN DER MAREL. *Velocity Profiles of Galaxies with Claimed Black-Holes - Part Three - Observations and Models for M87*. MNRAS, **270**, 271 (1994b).

- R. P. VAN DER MAREL & F. C. VAN DEN BOSCH. *Evidence for a  $3 \times 10^8 M_\odot$  Black Hole in NGC 7052 from Hubble Space Telescope Observations of the Nuclear Gas Disk.* AJ, **116**, 2220 (1998).
- P. G. VAN DOKKUM & M. FRANX. *Dust in the Cores of Early-Type Galaxies.* AJ, **110**, 2027 (1995).
- E. K. VEROLME, M. CAPPELLARI, Y. COPIN, R. P. VAN DER MAREL, R. BACON, M. BUREAU, R. L. DAVIES, B. M. MILLER & P. T. DE ZEEUW. *A SAURON study of M32 : measuring the intrinsic flattening and the central black hole mass.* MNRAS, **335**, 517 (2002).
- D. WALSH, R. F. CARSWELL & R. J. WEYMANN. *0957 + 561 A, B - Twin quasistellar objects or gravitational lens.* Nature, **279**, 381 (1979).
- J. WAMBSGANSS & B. PACZYŃSKI. *Expected color variations of the gravitationally microlensed QSO 2237 + 0305.* AJ, **102**, 864 (1991).
- J. WAMBSGANSS & B. PACZYŃSKI. *Parameter degeneracy in models of the quadruple lens system Q2237+0305.* AJ, **108**, 1156 (1994).
- A. WANDEL. *Relations between Massive Black Holes in AGN and their Host Galaxies.* In *Coevolution of Black Holes and Galaxies* (2004).
- A. WANDEL, B. M. PETERSON & M. A. MALKAN. *Central Masses and Broad-Line Region Sizes of Active Galactic Nuclei. I. Comparing the Photoionization and Reverberation Techniques.* ApJ, **526**, 579 (1999).
- S. J. WARREN & S. DYE. *Semilinear Gravitational Lens Inversion.* ApJ, **590**, 673 (2003).
- A. WEBSTER. *The clustering of radio sources. I - The theory of power-spectrum analysis. II - The 4C, GB and MC1 surveys.* MNRAS, **175**, 61 (1976).
- R. J. WEYMANN, D. LATHAM, J. ROGER, P. ANGEL, R. F. GREEN, J. W. LIEBERT, D. A. TURNSHEK, D. E. TURNSHEK & J. A. TYSON. *The triple QSO PG1115+08 - Another probable gravitational lens.* Nature, **285**, 641 (1980).
- S. D. M. WHITE & M. J. REES. *Core condensation in heavy halos - A two-stage theory for galaxy formation and clustering.* MNRAS, **183**, 341 (1978).
- L. L. R. WILLIAMS & P. SAHA. *Pixelated Lenses and  $H_0$  from Time-Delay Quasars.* AJ, **119**, 439 (2000).
- J. N. WINN, P. B. HALL & P. L. SCHECHTER. *Mass and Dust in the Disk of a Spiral Lens Galaxy.* ApJ, **597**, 672 (2003).
- J. N. WINN, D. RUSIN & C. S. KOCHANÉK. *The central image of a gravitationally lensed quasar.* Nature, **427**, 613 (2004).

- H. J. WITT, S. MAO & P. L. SCHECHTER. *On the universality of microlensing in quadruple gravitational lenses*. ApJ, **443**, 18 (1995).
- J. WOO & C. M. URRY. *Active Galactic Nucleus Black Hole Masses and Bolometric Luminosities*. ApJ, **579**, 530 (2002).
- T. YORK, N. JACKSON, I. W. A. BROWNE, O. WUCKNITZ & J. E. SKELTON. *The Hubble constant from the gravitational lens CLASS B0218+357 using the Advanced Camera for Surveys*. MNRAS, **357**, 124 (2005).
- P. YOUNG, J. E. GUNN, J. B. OKE, J. A. WESTPHAL & J. KRISTIAN. *The double quasar Q0957 + 561 A, B - A gravitational lens image formed by a galaxy at  $Z = 0.39$* . ApJ, **241**, 507 (1980).
- P. J. YOUNG, J. A. WESTPHAL, J. KRISTIAN, C. P. WILSON & F. P. LANDAUER. *Evidence for a supermassive object in the nucleus of the galaxy M87 from SIT and CCD area photometry*. ApJ, **221**, 721 (1978).
- F.. ZWICKY. *Morphological Astronomy*. Helv. Phys. Acta, **6**, 10 (1933).
- F. ZWICKY. *Nebulae as Gravitational Lenses*. Physical Review, **51**, 290 (1937).